# Untersuchungen zur elektrischen Luftleitfähigkeit unter Berücksichtigung der Sonnenaktivität und der Aerosolteilchenkonzentration bis 35 km Höhe

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
dem Fachbereich Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Wolfgang Gringel
aus Danzig

1978

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523707_0018

# Untersuchungen zur elektrischen Luftleitfähigkeit unter Berücksichtigung der Sonnenaktivität und der Aerosolteilchenkonzentration bis 35 km Höhe

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
dem Fachbereich Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

**Wolfgang Gringel**

aus Danzig

1978

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Dezember 1978

Dekan: Prof. Dr. H. Mauder

1. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Mühleisen

2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Möllenstedt

Inhalt


| | | Seite |
|---|---|---|
| Einleitung | | 5 |
| 1. | STAND DER ERKENNTNISSE UND ZIEL DER UNTERSUCHUNGEN | 7 |
| 2. | BISHERIGE MESSUNGEN ANDERER AUTOREN | 11 |
| 2.1 | Der globale luftelektrische Stromkreis | 11 |
| 2.2 | Luftleitfähigkeit, Kleinionenkonzentration und Kleinionenbeweglichkeit in der freien Atmosphäre | 14 |
| 2.3 | Ionisation durch kosmische Strahlung | 2o |
| 2.4 | Aerosolteilchenkonzentration in der freien Atmosphäre | 23 |
| 3. | ZUSAMMENHANG ZWISCHEN LUFTLEITFÄHIGKEIT UND AEROSOLTEILCHENKONZENTRATION IN DER FREIEN ATMOSPHÄRE | 23 |
| 3.1 | Erniedrigung der Luftleitfähigkeit in Schichten mit erhöhter Aerosolteilchenkonzentration | 23 |
| 3.2 | Rekombination der Kleinionen und Anlagerung an Aerosolteilchen | 29 |
| 4. | EXPERIMENTIELLE PLANUNG UND MESSAPPARATUR | 37 |
| 4.1 | Meßprinzip | 37 |
| 4.2 | Radiosonde zur Leitfähigkeitsbestimmung bis 35 km Höhe | 4o |
| 4.3 | Die technische Ausführung der Radiosonde | 42 |
| 4.3.1 | Elektrometer | 42 |
| 4.3.2 | Spannungs-Frequenz-Wandler | 43 |
| 4.3.3 | Saugspannungserzeugung und Zeitablaufsteuerung | 45 |
| 4.3.4 | Elektronische Nullpunktsteuerung | 46 |

Seite

5. ERGEBNISSE DER EIGENEN LUFTLEITFÄHIGKEITS-MESSUNGEN 48

5.1 Die Luftleitfähigkeit in der freien Atmosphäre unter Berücksichtigung der Sonnenaktivität 49

5.2 Das Verhältnis von positiver zu negativer Luftleitfähigkeit 61

5.3 Genauigkeit der Leitfähigkeitsmessungen 64

5.4 Die luftelektrische Vertikalstromdichte in der freien Atmosphäre 68

5.5 Effektive Anlagerungskoeffizienten in der freien Atmosphäre 78

5.6 Saharastaubtransport in der Troposphäre über dem Nordatlantik 86

6. ZUSAMMENFASSUNG 93

7. LITERATUR 97

## Einleitung

Im Zuge des ständig steigenden, weltweiten Energieverbrauchs erhöht sich naturgemäß auch die Abgabe von Schadstoffen in die Atmosphäre. Um möglichen Auswirkungen dieser Luftverunreinigungen, etwa auf das Klima und den Menschen selbst, wirkungsvoll begegnen zu können, gewinnen Kenntnisse über das atmosphärische Aerosol, seine Konzentration, seine Herkunft und seine chemische Zusammensetzung zunehmend an Bedeutung. Direkte Messungen der Aeorosolteilchenkonzentration in der freien Atmosphäre lassen sich jedoch mit ballongetragenen Sonden aus Gründen der Flugsicherheit nur sporadisch und auch dann nur mit sehr engen Beschränkungen durchführen. Aus Messungen der Luftleitfähigkeit lassen sich jedoch ebenfalls Schichten mit erhöhter Aerosolteilchenkonzentration in der Atmosphäre erkennen und Aussagen über die Konzentrationen selbst machen.

Die Ionen, die für die Luftleitfähigkeit verantwortlich sind, entstehen durch die kosmische Strahlung und durch die Strahlung radioaktiver Substanzen in der Luft und an der Erdoberfläche. Neben ihrer chemischen Zusammensetzung unterscheiden sie sich vor allem durch ihre unterschiedlichen Beweglichkeiten. In einem elektrischen Feld erreichen die Ionen je nach ihrer Beweglichkeit damit auch ganz unterschiedliche Driftgeschwindigkeiten, die sich um mehrere Größenordnungen unterscheiden können. Die Beweglichkeit hängt neben der Luftdichte von der Masse, der Größe und dem Ladungszustand der Ionen ab. Zur elektrischen Luftleitfähigkeit tragen praktisch

## 1. STAND DER ERKENNTNISSE UND ZIEL DER UNTERSUCHUNGEN

Die ersten Messungen der Luftleitfähigkeit in der freien Atmosphäre fallen in die Zeit des anbrechenden 2o. Jahrhunderts. Bei seinen Freiballonfahrten maß LINKE (19o4) die Leitfähigkeit mit einem "Elster-Geitel"schen Zerstreuungsapparat, wobei mit einem Elektrometer der Ladungsverlust eines gegenüber dem Gehäuse hochisolierten Zerstreuungszylinders (5cm Durchmesser, 1o cm Länge) pro Zeiteinheit bestimmt wurde. Bei weiteren Ballonfahrten machten GERDIEN (19o3), LÜDELING (19o3) und LUTZ (19o4) die ersten Ionenmessungen. Bei diesen Messungen, die bis 6000 m Höhe reichten, wurde im allgemeinen eine Zunahme der Leitfähigkeit und der Ionendichte mit der Höhe beobachtet, wobei aber auch lokale Erniedrigungen - z.B. in Wolken und Dunstschichten - vorkamen.

Bei vier Ballonfahrten im Jahr 1913 haben WIGAND (1914) und EVERLING und WIGAND (1921) neben dem elektrischen Feld auch die Luftleitfähigkeit und Ionendichte bis 9 km Höhe gemessen. Mit diesen Werten konnten sie die Dichte des durch die Atmosphäre fließenden Vertikalstromes berechnen. Die Absolutwerte zwischen o,7 und 2,2 $pA/m^2$ liegen durchaus im Rahmen heutiger Ergebnisse.

Ein weiteres starkes Ansteigen der Leitfähigkeit mit der Höhe vermutet WIGAND (1921), da einmal die Beweglichkeit der für die Leitfähigkeit verantwortlichen Ionen umgekehrt zur Luftdichte wächst und zum andern die für die Ionisation verantwortliche Höhenstrahlung bereits in den oberen Schichten der Troposphäre stark an Intensität zunimmt.

In diesen Zeitraum fällt auch die Hypothese vom globalen luftelektrischen Stromkreis von WILSON (1920). WILSON geht dabei unter anderem von der Existenz gut leitender Schichten in der Hochatmosphäre, nämlich der Ionosphäre, aus, über die der Ausgleich der von den Gewittern produzierten positiven Ladungen weltweit ermöglicht wird.

Einen weiteren wesentlichen Beitrag zur Luftleitfähigkeitsbestimmung in der Höhe lieferten GISH und SHERMAN (1936) mit dem Flug des bemannten Freiballons Explorer II am 11. November 1935 über Rapid City/South Dacota bis zu einer Gipfelhöhe von 22 km. Zur Messung verwendeten sie einen selbstregistrierenden Gerdien-Kondensator, bei dem der Strom auf die Mittelelektrode verstärkt und über eine Feder auf einer sich drehenden Scheibe registriert wurde.

Etwa 15 Jahre später wurde dann von KOENIGSFELD und PIRAUX (1951) mit dem Einsatz von luftelektrischen Radiosonden der erste Schritt zur Telemetrie getan und damit die Erforschung der luftelektrischen Parameter in der freien Atmosphäre wesentlich vorangetrieben. Zahlreiche Radiosondenaufstiege in Deutschland, USA, Japan, Australien und Indien, die im nächsten Abschnitt näher beschrieben werden, lieferten zum Teil unterschiedliche Luftleitfähigkeitsprofile. Auch bei Berücksichtigung des Breiteneffektes, verursacht durch die unterschiedliche Eindringtiefe der kosmischen Strahlung in verschiedenen geomagnetischen Breiten, lassen sich diese Differenzen kaum erklären.

FORBUSH (1954) fand aus Registrierungen der Ionisation durch die kosmische Strahlung an vier Stationen in

den Jahren von 1937 - 1952 eine Variation der Ionisierung von etwa 4 %, die antiparallel zur Sonnenfleckenrelativzahl verlief. Aus Messungen mit ballongetragenen Ionisationskammern konnte NEHER (1967) ebenfalls zeigen, daß die Ionisation in der freien Atmosphäre durch die kosmische Strahlung von der Sonnentätigkeit abhängt. Er fand bei ruhiger Sonne (1965) in der gleichen Höhe eine stärkere Ionisierung und damit höhere Kleinionenproduktion als im Jahr der aktiven Sonne 1958. Dieser Effekt nimmt mit wachsender geomagnetischer Breite, in der auch Partikel niederer Energie relativ weit in die Atmosphäre eindringen können, zu.

Ausgehend von mittleren Höhenprofilen der Luftleitfähigkeit $\lambda(h)$ und der luftelektrischen Feldstärke E(h) haben HAKE, PIERCE und VIEZEE (1973) gezeigt, daß das Produkt dieser mittleren Profile einen höhenabhängigen Verlauf mit einem Maximalwert in etwa 15 km Höhe aufweist. Dieses Produkt $E(h) \cdot \lambda(h)$ beschreibt nun aber gerade die Vertikalstromdichte $j_v$, die nach der Wilson'schen Hypothese vom globalen luftelektrischen Stromkreis in Schönwettergebieten höhenkonstant sein sollte.

Unter der Annahme einer zeitlich nur langsam veränderlichen Ionisationsrate durch die kosmische Strahlung sollten auch die Kleinionendichte und damit die Luftleitfähigkeit in der Troposphäre und unteren Stratosphäre sich in den einzelnen Höhenstufen zeitlich nur wenig ändern. Nach der Hypothese vom globalen luftelektrischen Stromkreis ist außerdem zu erwarten, daß die luftelektrische Vertikalstromdichte, das Produkt aus Luftleitfähigkeit und elektrischer Feldstärke, bei großräumig homogenen Verhältnissen unter Schönwetterbedingungen höhenkonstant ist. Die bisherigen Meßergebnisse sind damit aber teilweise nur schwer in Einklang zu bringen.

Das Ziel der Untersuchung war daher eine möglichst genaue Messung der Luftleitfähigkeit mit ballongetragenen Radiosonden bis in große Höhen von etwa 30 km. Die Atlantik-Expedition 1973 des Deutschen Forschungsschiffes "Meteor" bot außerdem die Möglichkeit über dem Meer, wo keine lokalen Störungen anthropogenen Ursprungs anzutreffen sind und somit großräumig homogene Verhältnisse vorliegen, aus gleichzeitigen Messungen der Luftleitfähigkeit und der luftelektrischen Feldstärke die Vertikalstromdichte in Funktion der Höhe zu berechnen und mit Werten an der Wasseroberfläche zu vergleichen.

Bei den ersten Ballonaufstiegen konnten im Höhenprofil der Luftleitfähigkeit Erniedrigungen der Leitfähigkeit gegenüber dem übrigen Verlauf beobachtet werden, die auf erhöhte Aerosolteilchenkonzentrationen in diesen Höhen hindeuteten.

Als Ziel der Arbeit ergaben sich schließlich folgende drei Schwerpunkte:

1.) Steigerung der Genauigkeit bei der Messung der Luftleitfähigkeit in der freien Atmosphäre und deren Untersuchung im Zusammenhang mit der Sonnentätigkeit.

2.) Bestimmung der Vertikalstromdichte in der freien Atmosphäre aus gleichzeitig gemessener Luftleitfähigkeit und elektrischer Feldstärke und Vergleich mit am Boden gemessenen Vertikalstromwerten.

3.) Qualitative und quantitative Angaben über Aerosolteilchenkonzentrationen aus Luftleitfähigkeitsmessungen in der freien Atmosphäre. Die Voraussetzung hierfür war, daß Punkt 1) bereits zufriedenstellend gelöst war; außerdem mußten neben dem Rekombinations-

koeffizienten, der die Rekombination der Kleinionen untereinander beschreibt, auch die effektiven Anlagerungskoeffizienten, die die Anlagerung von Kleinionen an Aerosolpartikel beschreiben, experimentell bestimmt und mit Werten aus der Theorie verglichen werden.

## 2. BISHERIGE MESSUNGEN ANDERER AUTOREN

### 2.1. Der globale luftelektrische Stromkreis

Im globalen luftelektrischen Stromkreis nach WILSON (1920), der in Abb. 1 schematisch dargestellt ist, spielen die Gewitter in ihrer Gesamtheit die Rolle der aktiven Generatoren. Von der negativ geladenen Unterseite eines Cumulonimbus werden negative Ladungen zur Erde und von der positiv geladenen Oberseite werden positive Ladungen zur Ionosphäre transportiert. Die elektrische Spannung zwischen Ober- und Unterteil eines Cb beträgt etwa 10 - 100 Millionen Volt.

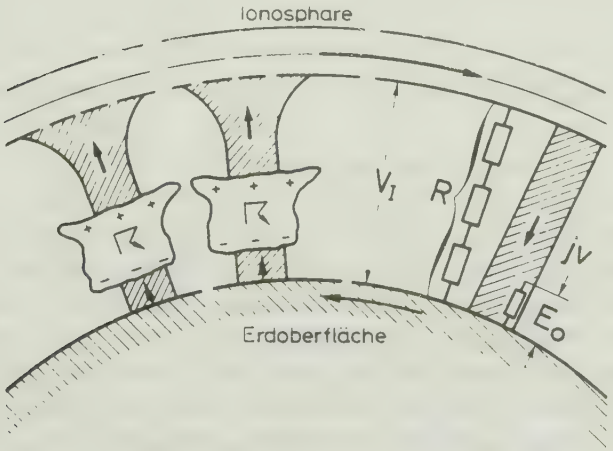


Abb. 1: Schema des globalen luftelektrischen Stromkreises nach WILSON (1920).

Die elektrische Leitfähigkeit der Erde und der Ionosphäre sind so groß - in 90 km Höhe ist mit $10^{-4}$ $\Omega^{-1}m^{-1}$ etwa die Leitfähigkeit von trockenem Boden erreicht -, daß sie als Stromschienen angesehen werden können, auf denen sich die Ladungen innerhalb von Sekundenbruchteilen weltweit homogen verteilen.

Der Raum zwischen Erde und Ionosphäre, genauer gesagt der luftelektrischen Ausgleichsschicht, kann demnach als überdimensionaler Kugelkondensator aufgefaßt werden, zwischen dessen Elektroden eine von den Gewittern als Generatoren aufrechterhaltene Spannung liegt. Wählt man wie üblich das Potential der Erde zu 0 Volt, so ist damit das Potential der Gegenelektrode, das Ionosphärenpotential, festgelegt. Dieses Ionosphärenpotential $V_I$ schwankt zwischen etwa 150 kV und 400 kV, wobei der Mittelwert nach langjährigen Messungen in Weißenau (FISCHER, 1962) bei 280 kV liegt.

Aufgrund der mit der Höhe zunehmenden Ionisierung durch die kosmische Strahlung, sowie der etwa umgekehrt proportional zur Luftdichte mit der Höhe zunehmenden Beweglichkeit der Kleinionen steigt die Luftleitfähigkeit $\lambda$, wie schon erwähnt, in der Höhe ebenfalls stark an. Aus dieser Leitfähigkeit läßt sich der Säulenwiderstand

$$R_S = \int_0^H 1/\lambda \; dh \qquad (2.1)$$

berechnen, wobei $R_S$ der elektrische Widerstand einer vertikalen Luftsäule ist, deren Querschnittsfläche üblicherweise zu einem Quadratmeter gewählt wird. Der Wert dieses Säulenwiderstandes liegt in mittleren geomagnetischen Breiten bei $10^{17}$ $\Omega m^2$. Dabei sind in 1 km 3o %, in 2 km 50 % und in 10 km Höhe etwa 90 % des Gesamtwiderstandes zwischen Ionosphäre und Erde erreicht.

Das Ionosphärenpotential $V_I$ und der endliche Säulenwiderstand $R_S$ sind die Ursache für einen vertikalen Leitungsstrom der Dichte $j_v$, der durch die schwach leitfähige Atmosphäre von der Ionosphäre zur Erde fließt. In den Schönwettergebieten hängt die Vertikalstromdichte $j_v$ nach dem Ohm'schen Gesetz von der Ionosphärenspannung und dem Säulenwiderstand ab:

$$j_v = V_I/R_S \qquad (2.2)$$

Dieser Vertikalstrom erzeugt am elektrischen Widerstand der Luft einen Spannungsabfall pro Höhenintervall, das stationäre luftelektrische Feld E (h). Damit besteht zwischen diesen Größen in der jeweiligen Höhe h der Zusammenhang

$$j_v(h) = E(h) \cdot \lambda(h), \qquad (2.3)$$

wobei im stationären Gleichgewicht zu erwarten ist, daß die Vertikalstromdichte höhenkonstant ist, wenn großräumig horizontal homogene Verhältnisse vorausgesetzt werden können. Der globale luftelektrische Stromkreis wird also durch sämtliche Nichtgewitter-Gebiete, die in Abb. 1 durch den Lastwiderstand R gekennzeichnet sind, geschlossen.

Im luftelektrischen Sinn bedeuten ideale Schönwetterbedingungen kein Niederschlag und keine Bewölkung, höchstens schwacher Dunst mit Sichtweiten über 20 km, kein staubaufwirbelnder Wind und keine anthropogenen Störquellen im Luv oder in unmittelbarer Nähe. Im Schönwetterfall ist über einer ebenen horizontalen Erdoberfläche nur die Vertikalkomponente des luftelektrischen Feldes wesentlich von Null verschieden. Sie hat Werte um 100 V/m und der Vektor zeigt bei üblicher Wahl des kartesischen Koordinatensystems in die negative z-Richtung, das heißt zum Erdboden hin. Spricht man

in der Luftelektrizität von einem positiven Wert der Feldstärke $E_o$ am Boden, so meint man die Komponente des Feldes in der negativen z-Richtung. Durch diese Definition erhalten also die Werte für den Potentialgradienten und für die Feldstärke dasselbe Vorzeichen. Ebenso bedeuten positive Werte für die Vertikalstromdichte, daß der Vektor $j_v$ zum Erdboden hin gerichtet ist.

## 2.2 Luftleitfähigkeit, Kleinionenkonzentration und Kleinionenbeweglichkeit in der freien Atmosphäre

In den Abbildungen 2 bis 5 sind einige Luftleitfähigkeitsprofile verschiedener Autoren wiedergegeben. In allen Fällen handelt es sich um polare Leitfähigkeiten, wobei die Profile in Abb. 2 und 3 Einzelmessungen sind, während die Profile in den Abb. 4 und 5 Mittelwerte mehrerer Aufstiege darstellen.
Mit Ausnahme der Messungen von GISH (1936) und ISHIKAWA et al. (1969) zeigen alle Leitfähigkeitsprofile eine mehr oder weniger starke Zunahme der Leitfähigkeit bis zu der jeweils erreichten Gipfelhöhe. Der Leitfähigkeitsrückgang bei GISH oberhalb von 18 km und bei ISHIKAWA et al. oberhalb von 15 km Höhe ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß in diesen Höhenbereichen das Meßsystem nicht mehr im linearen Kennlinienbereich arbeitete (s. auch Abschnitt 4.1 S. 37 ).

Mit Ausnahme der Messung von PALTRIDGE (1965) ist die relative Leitfähigkeitszunahme mit der Höhe bei den einzelnen Autoren oberhalb von 10 km in etwa gleich und entspricht im wesentlichen dem theoretischen Leitfähigkeitsprofil von GISH (1944). Aus Leitfähigkeitsmessungen während eines Constant-Level-Fluges in 30,5 km Höhe gibt PALTRIDGE (1965) eine mittlere positiv polare Leitfähigkeit von $340 \cdot 10^{-14}\ \Omega^{-1}m^{-1}$ an. Dieser Wert liegt 40 % höher als der aus seinem Ballonaufstieg (Abb.2) extrapolierte Wert.

In mittleren geomagnetischen Breiten stimmen die Absolutwerte der Leitfähigkeit in den einzelnen Höhenstufen bei den Profilen von GISH (1936), WOESSNER (1958), LUGEON (1960) und RIEKERT (1971) in etwa überein, während die Messung von ROSEN und MORITA (1974) über Laramie/USA demgegenüber etwa doppelt so hohe Werte zeigt (Abb. 3). Weiterhin ist bei diesem Profil eine relativ starke Leitfähigkeitserniedrigung von bis zu 30 % gegenüber dem übrigen Verlauf zwischen 9 km und 16,5 km Höhe auffallend. Aerosolmessungen vom gleichen Tag (ROSEN und HOFMANN, 1975) über Laramie zeigen jedoch keine so hohen Werte für die Aerosolteilchenkonzentration, daß damit die oben erwähnte Leitfähigkeitserniedrigung erklärt werden könnte.

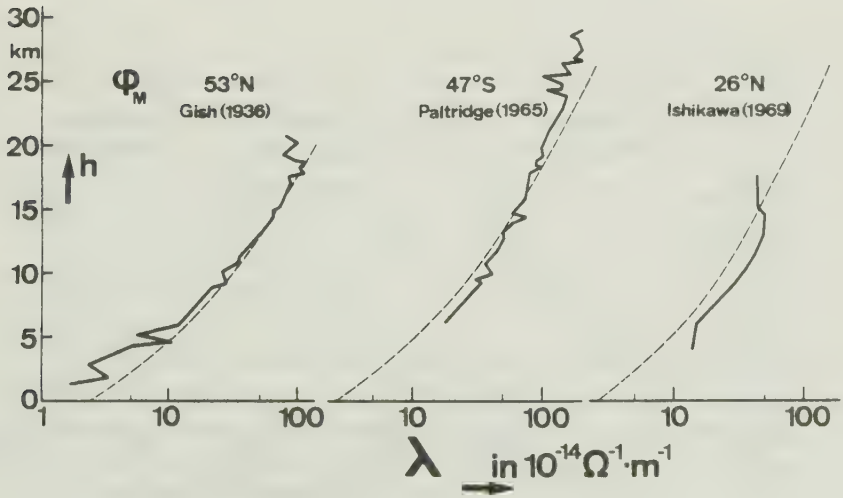


Abb.2: Leitfähigkeitsprofile von Einzelaufstiegen dreier Autoren in verschiedenen geomagnetischen Breiten $\varphi_M$, entnommen aus RIEKERT (1971).
--- Theoretisches Leitfähigkeitsprofil nach GISH (194

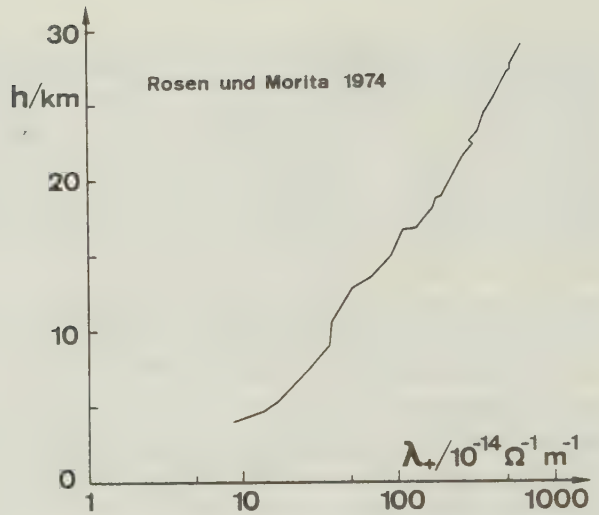


Abb. 3: Geglättetes Profil der positiv polaren Luftleitfähigkeit über Laramie/Wyoming vom 30. Mai 1974.

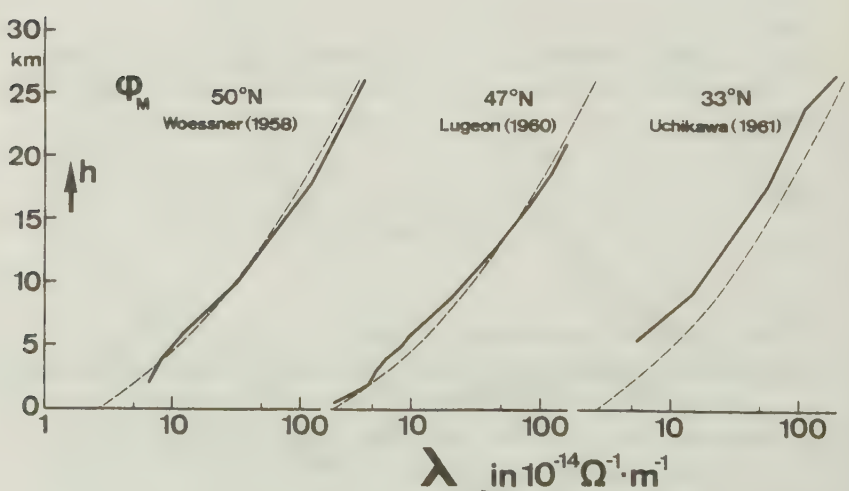


Abb. 4: Leitfähigkeitsprofile als Mittelwert mehrerer Aufstiege dreier Autoren in verschiedenen geomagnetischen Breiten $\varphi_M$, entnommen aus RIEKERT (197

--- Theoretisches Leitfähigkeitsprofil nach GISH (19

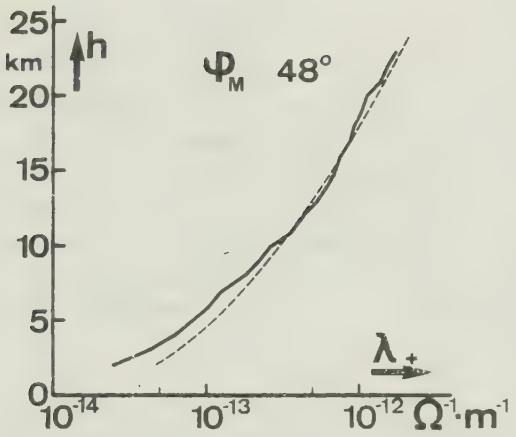


Abb. 5: Mittlere positiv polare Luftleitfähigkeit über Weißenau in Funktion der Höhe gemittelt aus vier Aufstiegen, nach RIEKERT (1971).

In Abb. 6 sind einige Messungen der Kleinionenkonzentration verschiedener Autoren (entnommen aus RIEKERT, 1971) zusammengestellt. Die Unterschiede zwischen den Werten der einzelnen Autoren sind wesentlich größer als zwischen den Leitfähigkeitsprofilen der Abbildungen 2 bis 5. Alle Messungen zeigen jedoch, daß die Kleinionenkonzentration zwischen 10 km und 20 km Höhe ihren Maximalwert erreicht und darüber wieder abnimmt.

Die starken Schwankungen der Kleinionenkonzentration bei den Profilen von PALTRIDGE (1965) und KROENING (1960) werden von RIEKERT (1971) zum größten Teil auf Schwankungen der Aufstiegsgeschwindigkeit zurückgeführt. Die eigenen Messungen der Luftleitfähigkeit geben ebenfalls keinen Hinweis darauf, daß diese Schwankungen der Kleinionendichte real sind.

Die Luftleitfähigkeit und die Kleinionenkonzentration n sind über die Beweglichkeit der Kleinionen miteinander verknüpft.

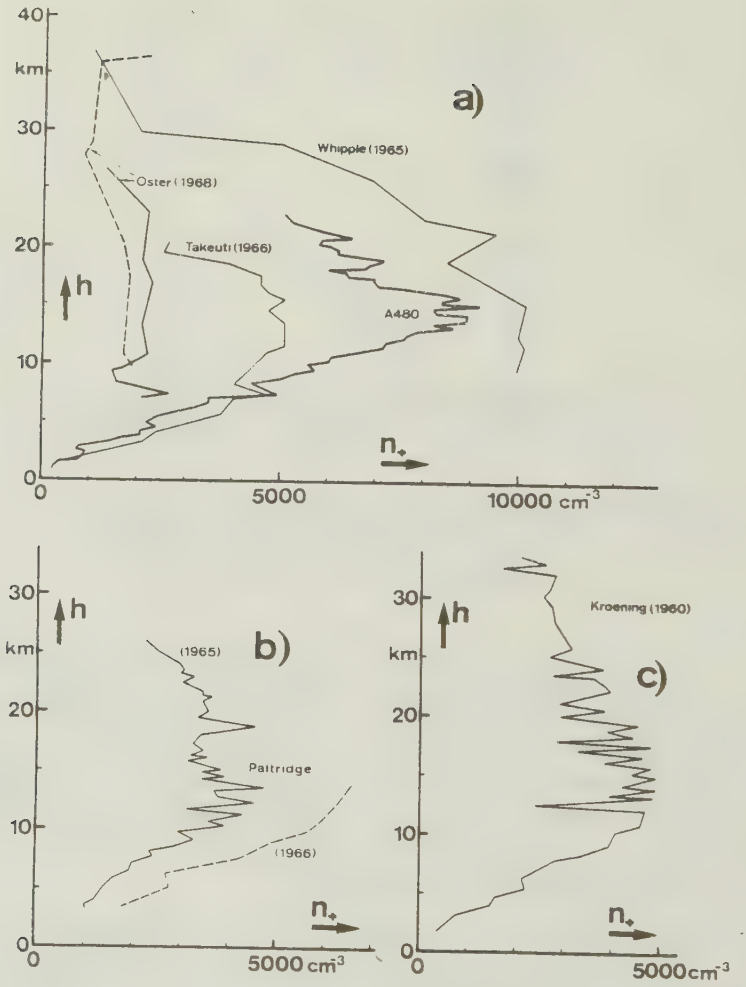


Abb. 6: Kleinionenkonzentration in Funktion der Höhe (entnommen aus RIEKERT, 1971) bei Messungen von:

a) verschiedenen Autoren und Aufstieg A 430 in Weißenau;

b) PALTRIDGE (1965, 1966);

c) KROENING (1960).

Über die Beziehung

$$k(h) = k_o \frac{p_o \cdot T(h)}{p(h) \cdot T_o} \qquad (2.4)$$

läßt sich die Beweglichkeit k(h) in der jeweiligen Höhe h mit der auf Normalbedingungen von Druck und Temperatur (Index o) reduzierten Beweglichkeit $k_o$ berechnen. Dabei ist vernachlässigt worden, daß sich die Masse der Kleinionen in der Höhe geringfügig ändert (ZIKMUNDA und MOINEN, 1972). In Tabelle 1 sind Werte für die reduzierte Beweglichkeit $k_o$ einiger Autoren zusammengestellt.

Während die Werte für die reduzierte Kleinionenbeweglichkeit von MORITA, PALTRIDGE und RIEKERT aus gleichzeitigen Messungen der Luftleitfähigkeit und der Kleinionenkonzentration berechnet worden ist, haben HOPPEL und KRAAKEVIK das Beweglichkeitsspektrum mit einem Beweglichkeitsspektometer nach BLACKWOOD (1920) gemessen. Sie fanden in der Troposphäre bis zu 5,6 km Höhe eine Verteilung der Beweglichkeiten $k_o$ zwischen 0,5 $cm^2/Vs$ und 5 $cm^2/Vs$ mit den in Tabelle 1 angegebenen Peaks und einer Verbreiterung zu hohen Werten hin.

Tabelle 1: Werte für die reduzierte Kleinionenbeweglichkeit $k_o$ verschiedener Autoren.

| Autoren | $k_{o+}/(cm^2/Vs)$ | $k_{o-}/(cm^2/Vs)$ |
|---|---|---|
| HOPPEL und KRAAKEVIK (1965) | 1,15 | 1,24 |
| MORITA (1973) | 1,3 | |
| PALTRIDGE (1965) (Aufst.) | 1,4 | |
| (const.lev.) | 1,6 | |
| RIEKERT (1971) | 1,1 | |

## 2.3. Ionisation durch die kosmische Strahlung

In der Troposphäre und unteren Stratosphäre entstehen Ionen praktisch nur durch die ionisierende Wirkung der kosmischen Strahlung. Die Ionenbildung durch radioaktive Stoffe am Erdboden und in der Luft ist auf einen Höhenbereich von einigen hundert Metern über der Erdoberfläche beschränkt, überwiegt aber in den untersten Metern im Vergleich zur kosmischen Strahlung (IKEBE, 1970).

Der Ionisierung durch Strahlung solaren Ursprungs wie Röntgen- oder UV-Strahlung kommt erst in Höhen der D-Schicht oberhalb etwa 60 km eine signifikante Bedeutung zu; dort ist sie mit der galaktischen kosmischen Strahlung vergleichbar. Darunter nimmt die Ionisierung durch die solare Komponente bei ruhigen solaren Bedingungen sehr rasch ab und ist unter 40 km bis 50 km Höhe um Größenordnungen kleiner als die Ionisierung durch die galaktische Komponente (ARNOLD und PIERCE, 1963).

Nach starken Flares auf der Sonne kann jedoch die Ionenproduktion durch solare Röntgen- oder Korpuskularstrahlung (Auftreten von Mögel-Dellinger-Effekten) beträchtlich ansteigen, aber diese Erhöhungen der Ionisierung sind kurzlebig und die Zeitdauer liegt in der Größenordnung von 30 Minuten.

Durch Magnetfeldmodulationen, ausgelöst durch solare Ereignisse, kann jedoch die galaktische Komponente der kosmischen Strahlung und damit deren ionisierende Wirkung in der Atmosphäre erheblich beeinflußt werden. Das wohl markanteste Ereignis dieser Art ist der Forbush-Decrease (FORBUSH, 1954), eine Abnahme der Neutronen-Monitor-Zählraten an der Erde, der durch

Ablenkung der Partikel der galaktischen kosmischen Strahlung an einer Schockwelle verursacht wird. Diese Schockwelle entsteht in einem Flare auf der Sonne und breitet sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 730 km/s aus (SVESTKA, 1976), erreicht also nach etwa 55 Stunden die Erde. Geomagnetische Stürme sind ebenfalls eine Folge solcher Schockwellen.

Der bisher stärkste Forbush-Decrease wurde am 4. August 1972 registriert. Der Rückgang der Neutronen-Zählraten an der Station Mc Murdo betrug 27 % und am Südpol 35 %. Für nähere Einzelheiten sei an dieser Stelle auf die einschlägige Fachliteratur (siehe z.B. SVESTKA, 1976) verwiesen.

Die Ionisation durch die galaktische kosmische Strahlung in der freien Atmosphäre zeigt einen Gang, der invers zur Sonnentätigkeit verläuft. Ähnlich wie beim Forbush-Decrease wird die Eindringtiefe der kosmischen Strahlung in die Atmosphäre durch Magnetfeld-Modulationen beeinflußt, die im solaren Wind entstehen (HAKE et al., 1973).

In Abb. 7 sind Profile der Ionisationsrate q verschiedener Autoren zusammengestellt. Im linken Teil der Abbildung sind für zwei verschiedene geomagnetische Breiten Ionisationsprofile von NEHER (1961, 1967) bei starker Sonnentätigkeit im Jahr 1958 und bei ruhiger Sonne im Jahr 1965 dargestellt. Die beiden Profile in niederen Breiten zeigen deutlich eine geringere Variation als die beiden Profile in höheren Breiten. Das heißt, durch die solare Aktivität wird hauptsächlich der niederenergetische Anteil der kosmischen Strahlung beeinflußt.

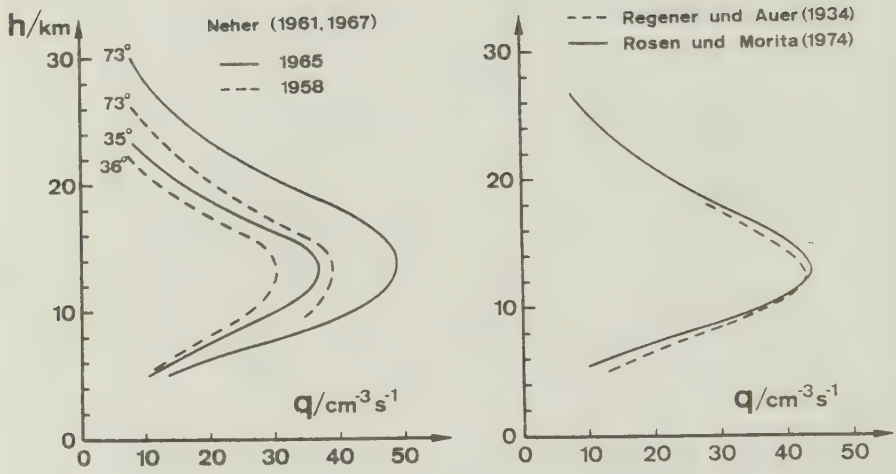


Abb. 7: Ionisationsrate q (h) in Funktion der Höhe nach verschiedenen Autoren. Der linke Teil der Abbildung zeigt Profile für 2 geomagnetische Breiten jeweils im Jahr der ruhigen Sonne 1965 (——) und im Jahr der aktiven Sonne 1958 (---).

Der rechte Teil von Abb. 7 zeigt Profile der Ionisationsrate q (h) von REGENER und AUER (1934) und von ROSEN und MORITA (1974) in mittleren geomagnetischen Breiten. Das Profil von Regener und Auer basiert auf 4 Einzelmessungen mit ballongetragenen, offenen Ionisationskammern in den Jahren 1933 und 1934 bei einem ausgeprägten Minimum der Sonnentätigkeit. Das Profil von Rosen und Morita ist eine Einzelmessung vom Mai 1974 über Laramie/USA ebenfalls bei niederer bis mittlerer Sonnentätigkeit.

## 2.4. Aerosolteilchenkonzentrationen in der freien Atmosphäre

Ein weiterer Parameter, der neben der Ionisationsrate q (h) einen Einfluß auf die Luftleitfähigkeit hat, ist die Konzentration der Aerosolpartikel in der Atmosphäre. Abb. 8 zeigt Höhenprofile der Aitkenkernkonzentration (Kondensationskerne) einiger Autoren aus ROSEN und HOFMANN (1977). Danach nehmen die Konzentrationswerte von einigen Hundert bis Tausend Kernen/$cm^3$ in 2 km bis 5 km Höhe bis zur Tropopause auf im Mittel etwa 200 Kerne/$cm^3$ langsam ab. Oberhalb der Tropopause ist im allgemeinen ein starker Abfall auf weniger als 100 Kerne/$cm^3$ zu verzeichnen und in der unteren Stratosphäre liegen die Werte zwischen 1 und 20 Kernen/$cm^3$.

Die Konzentrationswerte für Aerosolteilchen mit Radien größer als 0,15 µm sind normalerweise sehr viel kleiner als die der Aitkenkerne. ROSEN und HOFMANN (1977) fanden für das Konzentrationsverhältnis von Aitkenkernen zu Aerosolteilchen mit Radien $> 0,15$ µm zwischen 3 km und 14 km Höhe Werte von über 100:1 und oberhalb 16 km Höhe Werte von etwa 10:1.

# 3. ZUSAMMENHANG ZWISCHEN LUFTLEITFÄHIGKEIT UND AEROSOLTEILCHENKONZENTRATION IN DER FREIEN ATMOSPHÄRE

## 3.1. Erniedrigung der Luftleitfähigkeit in Schichten mit erhöhter Aerosolteilchenkonzentration

Die elektrische Leitfähigkeit der Luft beruht auf der Existenz von Ionen in der Atmosphäre. Neben Vorzeichen und Größe ihrer elektrischen Ladung ist die kennzeichnende

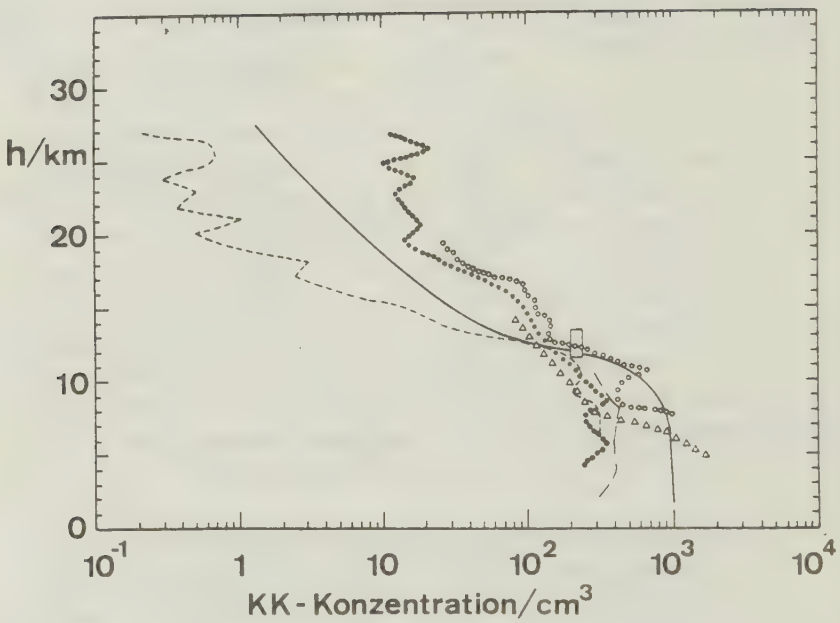


Abb. 8: Werte für die Kondensationskernkonzentration (Aitkenkerne) in der freien Atmosphäre nach verschiedenen Autoren (entnommen aus ROSEN und HOFMANN, 1977).

Die einzelnen Autoren sind:

—— ROSEN und HOFMANN (1977)

ΔΔΔ CADLE und LANGER (1973)

—·— HOPPEL et al. (1973)

– – – JUNGE et al. (1961)

●●●● KÄSELAU et al. (1974)

○○○ PODZIMEK et al. (1975)

▯ SCHAEFER (1973)

Eigenschaft dieser Ionen ihre Beweglichkeit k, die durch die Driftgeschwindigkeit v in einem elektrischen Feld E gemäß der Gleichung

$$v = k \cdot E \qquad (3.1)$$

definiert ist.

In der Troposphäre und unteren Stratosphäre tragen zur Luftleitfähigkeit nur die sogenannten Kleinionen bei, deren Beweglichkeit am Boden etwa 1 $cm^2/Vs$ beträgt. Die Beweglichkeiten der größeren Ionen werden dagegen mit zunehmendem Radius rasch so klein, daß ihr direkter Beitrag zur Leitfähigkeit vernachlässigt werden kann. Nach ISRAEL (1957) lassen sich die atmosphärischen Ionen gemäß folgender Tabelle einteilen:

| | Bezeichnung | Beweglichkeitsintervall | | |
|---|---|---|---|---|
| Primäre Ionen | Kleinionen | | $k \geq 1{,}0$ | $cm^2/Vs$ |
| Sekund. Ionen | kleine Mittelionen | 1,0 | $> k \geq 0{,}01$ | " |
| | große Mittelionen | 0,01 | $> k \geq 0{,}001$ | " |
| | Langevin-Ionen | 0,001 | $> k \geq 0{,}00025$ | " |
| | Ultragroß-Ionen | 0,00025 | $> k$ | " |

Die Kleinionen in der Troposphäre und unteren Stratosphäre sind keine Molekülionen, sondern Cluster, eine Anordnung mehrerer aneinandergebundener Moleküle. Die Entstehung und Struktur der negativen und positiven Kleinionen, auf die hier nur andeutungsweise eingegangen werden soll, sind vor allem von MOHNEN (1969, 1971) ausführlich untersucht worden.

Abb. 9 zeigt schematisch die Entstehung sowie das Verschwinden der für das luftelektrische Geschehen so wichtigen Kleinionen. Aus dem bei der Ionisierung entstehend Elektron sowie dem positiven Restion bilden sich über mehrere Reaktionen innerhalb von Sekundenbruchteilen durch

Hydratisierung schließlich ein negativ und ein positiv geladener Molekülverband.

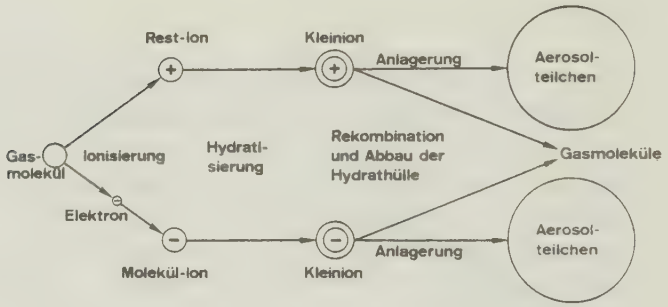


Abb. 9: Entstehung und Vernichtung der luftelektrischen Kleinionen in schematisierter Darstellung.

Bei diesen Clustern, den Kleinionen, handelt es sich in der Troposphäre hauptsächlich um die positiven Ionen

$$H^+ \cdot (H_2O)_n \qquad \text{sowie}$$

um die negativen Ionen

$$O_2^- \cdot (H_2O)_n \text{ und } CO_4^- \cdot (H_2O)_n \,.$$

Erst in Höhen über 15 km kommen als weitere negative Ionen noch

$$CO_3^- \cdot (H_2O)_n \,,\; NO_2^- \cdot (H_2O)_n \text{ und } NO_3^- \cdot (H_2O)_n$$

hinzu. Die Anzahl der angelagerten Wassermoleküle hängt noch vom Wasserdampfgehalt der Luft ab und liegt bei den positiven Kleinionen in der Troposphäre etwa zwischen $n = 4$ und $n = 8$, wobei gleichzeitig mehrere Werte für n vorkommen sowie Übergänge für $\Delta n=1$ untereinander möglich sind. Eine ausführlichere Darstellung der hier nur kurz wiedergegebenen Ergebnisse findet man auch bei RIEKERT (1971).

Für das Verschwinden der Kleinionen sind einmal die Rekombination untereinander, d.h. Neutralisation und Zerfall in einzelne ungeladene Moleküle, sowie die Anlagerung an größere Ionen und ungeladene Aerosolpartikel verantwortlich.

Die Gesamtleitfähigkeit $\Lambda$ der Luft setzt sich additiv aus den polaren Leitfähigkeiten $\lambda_+$ und $\lambda_-$ zusammen und ist über die mittlere Beweglichkeit $k_\pm$ mit den polaren Kleinionenkonzentrationen $n_+$ und $n_-$ nach folgender Beziehung verknüpft:

$$\Lambda = \lambda_+ + \lambda_- = e \cdot n_+ \cdot k_+ + e \cdot n_- \cdot k_- \qquad (3.2)$$

e = Elementarladung

In aerosolfreier Atmosphäre, in der der Bildung der Kleinionen durch Ionisation (kosmische Strahlung) nur die Vernichtung durch die Rekombination entgegenwirkt, lassen sich die polaren Kleinionenkonzentrationen und deren Änderung wie folgt beschreiben:

$$\frac{dn_\pm}{dt} = q - \alpha \cdot n_+ \cdot n_- \qquad (3.3)$$

In Gleichung (3.3) sind die Terme für Kleinionentransport durch das luftelektrische Feld (vertikaler Leitungsstrom) und durch Austauschvorgänge vernachlässigt worden. Unter der Voraussetzung eines stationären Gleichgewichts, d.h. des Verschwindens der zeitlichen Ableitung, sowie der Annahme $n_+ = n_-$ folgt aus Gleichung (3.3):

$$q = \alpha n_o^2 \qquad (3.4)$$

In dieser Gleichung bedeutet $n_o$ die Kleinionenkonzentration eines Vorzeichens in aerosolfreier Atmosphäre, $\alpha$ ist der Rekombinationskoeffizient und q die Erzeugungsrate für Kleinionen.

Sobald die Atmosphäre Aerosolpartikel enthält, muß neben der Rekombination als weitere Kleinionenvernichtung die Anlagerung von Kleinionen an diese Aerosolpartikel berücksichtigt werden. Die grundlegende Gleichung, die das Kleinionengleichgewicht unter Einschluß der Kleinionenanlagerung beschreibt, läßt sich nach ISRAEL (1957) in ihrer einfachsten Form folgendermaßen darstellen:

$$q - \alpha n^2 - \beta \cdot n \cdot Z = 0 \qquad (3.5)$$

Darin sind ß der effektive Anlagerungskoeffizient und Z die Aerosolteilchenkonzentration mit

$$Z = N_o + N_+ + N_-.$$

Die ursprüngliche Kleinionenkonzentration $n_o$ (ohne Aerosol) ist durch die Anlagerung an Aerosolteilchen um $\Delta n$ auf

$$n = n_o - \Delta n \qquad (3.6)$$

verringert worden.

Neben den Voraussetzungen, die bei Gleichung (3.4) gemacht wurden, wurde für Gleichung (3.5) weiter angenommen, daß

a) die Konzentrationen positiver ($N_+$) und negativer ($N_-$) Großionen gleich sind und daß
b) die Koeffizienten für die Anlagerung positiver und negativer Kleinionen an ungeladene Aerosolteilchen ($N_o$) gleich sind und daß weiterhin
c) die Koeffizienten für die Anlagerung positiver und negativer Kleinionen an Großionen des jeweils entgegengesetzten Vorzeichens ebenfalls gleich sind.

Außerdem sind in Gleichung (3.5) das Aerosolspektrum und die Radiusabhängigkeit des Anlagerungskoeffizienten sowie der Einfluß des Ladungszustandes der einzelnen Partikel auf die Anlagerung nicht einzeln berücksichtigt, sondern i der "effektiven Kleinionenvernichtung" ß·Z durch die Aerosolteilchen zusammengefaßt.

Durch Einsetzen von (3.2), (3.4) und (3.6) in Gleichung (3.5) erhält man schließlich die Beziehung

$$\beta(h)\cdot Z(h) = \Delta\lambda(h)\,\frac{2\alpha(h)}{e\cdot k(h)}\left(1+\frac{\Delta\lambda(h)}{2\lambda(h)}\right) \qquad (3.7)$$

Gleichung (3.7) besagt anschaulich, daß eine Erhöhung der Aerosolteilchenkonzentration in einem begrenzten Höhenbereich eine Leitfähigkeitserniedrigung $\Delta\lambda$ gegenüber dem sonst ungestörten Profil $\lambda(h)$ in eben diesem Höhenbereich zur Folge hat, die in 1. Näherung der Aerosolteilchenkonzentration Z und dem effektiven Anlagerungskoeffizienten $\beta$ proportional ist. Sobald die Schicht erhöhter Teilchenkonzentration einem sich mit der Höhe mehr oder weniger ändernden Aerosoluntergrund überlagert ist, wird in 1. Näherung mit der Leitfähigkeitserniedrigung $\Delta\lambda$ die Erhöhung der Aerosolteilchenkonzentration gegenüber diesem Untergrund erfaßt.

Das aufgezeigte Verfahren besitzt in der freien Atmosphäre gegenüber einer Berechnung von $\beta\cdot Z$ nach Gleichung (3.5) den wesentlichen Vorteil, daß die Ionisationsrate q (h) nicht mehr explizit in der Bestimmungsgleichung für $\beta\cdot Z$ (3.7) auftritt. Diese Ionisationsrate q (h) hat jedoch einen Einfluß auf das ungestörte Leitfähigkeitsprofil $\lambda(h)$, wird implizit also jeweils über das gemessene Leitfähigkeitsprofil $\lambda(h)$ mit erfaßt.

## 3.2. Rekombination der Kleinionen und Anlagerung an Aerosolteilchen

Die Rekombination der Kleinionen untereinander geht in der Troposphäre und unteren Stratosphäre als 3-Körper-Rekombination vor sich (Thomson-Prozess; siehe z.B. LOEB, 1961). Nachdem sich zwei Kleinionen entgegengesetzten Vorzeichens durch Diffusion bis auf einen Einfangabstand d (trapping distance) angenähert haben.

beginnt eine Phase gegenseitiger Anziehung. Der Einfangabstand d ist dabei etwa der Kleinionenabstand, bei dem die elektrische Energie - bedingt durch die Coulombkräfte zwischen den Ionen - vergleichbar mit der mittleren kinetischen Energie der Kleinionen wird. In dieser Phase gegenseitiger Anziehung (Kleinionenabstand $\leq$ d) kann das eine Kleinion durch Stoß mit einem dritten Teilchen, einem neutralen Gasmolekül, soviel Energie verlieren, daß es eine geschlossene Bahn um das 2. Kleinion beschreibt und ein Ladungsaustausch stattfinden kann. Bei der Thomson-Theorie wird angenommen, daß das Kleinion ohne diesen Stoß mit einem Gasmolekül lediglich eine offene Bahn um das 2. Kleinion ausführt und den Einfangraum wieder verläßt, ohne daß es wegen der kurzen Wechselwirkungszeit zu einem Ladungsaustausch gekommen wäre.

Die ursprüngliche Thomson-Theorie ist unter anderem auch von NATANSON (1959) verfeinert worden. Für den Einfangabstand d gibt Natanson aus energetischen Betrachtungen den Wert

$$d = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \frac{5}{12} \frac{e^2}{k_B T} \qquad (3.8)$$

an. Darin sind e die Elementarladung, $\varepsilon_o$ die Influenzkonstante, $k_B$ die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Bezogen auf einen reduzierten Einfangabstand $d_o$ bei Normalbedingungen läßt sich d(h) in der freien Atmosphäre berechnen:

$$d(h) = d_o \cdot T_o / T(h) \qquad (3.9)$$

mit $d_o = 2{,}55 \cdot 10^{-6}$ cm, berechnet nach Gleichung 3.8.

Für den Rekombinationskoeffizienten selbst gibt Natanson folgende Beziehung an:

$$\alpha = \frac{\pi d^2 \bar{v}_r f(g) \left(1+\frac{e^2 L}{d(d+L)E_o}\frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\right) \exp\left(\frac{e^2}{(d+L)k_B T}\frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\right)}{1+\frac{4\pi\varepsilon_o d^2 \bar{v}_r f(g)}{4ke}\left(1+\frac{e^2 L}{d(d+L)E_o}\frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\right)\left[\exp\left(\frac{e^2}{(d+L)k_B T}\frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\right)-1\right]} \qquad (3.10)$$

In dieser Gleichung ist $E_o$ die mittlere kinetische Energie, L die mittlere freie Weglänge und $\bar{v}_r$ die mittlere Relativgeschwindigkeit der Kleinionen.

Die Funktion f (g) gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß das eine Kleinion im Einfangraum mit einem dritten Gasmolekül zusammenstößt (siehe LOEB, 1961). Die entsprechende Wahrscheinlichkeit ist

$$f(g) = 2w - w^2 \qquad (3.11)$$

mit $w = 1 + 2\left(\frac{1}{g^2}\exp(-g) + \frac{1}{g}\exp(-g) - \frac{1}{g^2}\right)$

und $g = 2d/L.$

An der Erdoberfläche hat f (g) den Wert 1 und nimmt mit wachsender Höhe ab. In 10 km ist f(g) etwa 0,75, in 20 km etwa 0,28 und in 30 km Höhe etwa 0,06.

Der Einfangabstand d, der wesentlich in die Berechnung des Rekombinationskoeffizienten $\alpha_{Nat}$ eingeht, läßt sich nach HOPPEL (1969) empirisch gewinnen, indem der Rekombinationskoeffizient nach Gleichung (3.10) in Funktion von d berechnet wird und dann für einen experimentell gemessenen Rekombinationskoeffizienten $\alpha$ das zugehörige $d_o$ bestimmt wird.
Abb. 10 zeigt die Funktion $\alpha_{Nat} = f(d)$.
Als mittlere Kleinionenmasse wurde nach ZIKMUNDA und MOINEN (1972) $188 \cdot 10^{-24}$ g angenommen. Die mittlere freie

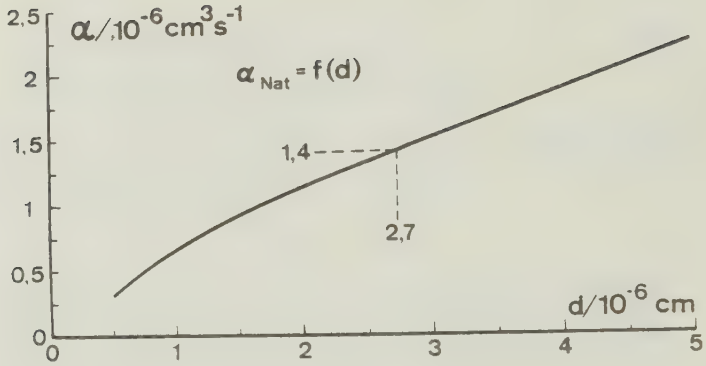


Abb. 1o: Rekombinationskoeffizient $\alpha_{Nat}$ in Abhängigkeit vom Einfangabstand d (Einzelheiten siehe Text).

Weglänge L der Kleinionen wurde gemäß der Langevin-Beziehung

$$k = \frac{3}{4} \frac{eL}{m\bar{v}} \sqrt{\frac{m+M}{M}} \qquad (3.12)$$

(LOEB, 1961) berechnet, wobei M die mittlere Kleinionenmasse, m die mittlere Masse der Luftmoleküle und $\bar{v}$ die mittlere Geschwindigkeit der Luftmoleküle ist. Für die reduzierte Kleinionenbeweglichkeit $k_o$ (siehe Gleichung 2.4) wurde $k_o = 1,3\ cm^2/Vs$ eingesetzt.

Mit einem gemessenen Rekombinationskoeffizienten (NOLAN, 1943)

$$\alpha_o = 1,4 \cdot 10^{-6}\ cm^3/s$$

ergibt sich nach Abb. 10 ein Einfangsabstand $d_o$ von

$$d_o = 2,7 \cdot 10^{-6}\ cm.$$

Dieser Wert stimmt gut mit dem von Natanson angegebenen theoretischen Wert überein und wird für die Berechnung von $\alpha_{Nat}$ in Funktion der Höhe verwendet.

In Abb. 11 ist der Rekombinationskoeffizient $\alpha_{Nat}$ zusammen mit einem experimentell ermittelten Rekombinationskoeffizienten $\alpha_{exp}$ bis 30 km Höhe aufgetragen. Ausgehend von einem mittleren Profil der Luftleitfähigkeit $\lambda(h)$ nach eigenen Messungen (siehe Abschnitt 5.1. S. 49 ff) und einem mittleren Profil der Ionisationsrate nach Messungen von REGENER und AUER (1934), NEHER (1961, 1967) und ROSEN und MORITA (1974) (Abb. 7) ließ sich der experimentelle Wert $\alpha_{exp}$ nach Gleichung (3.4) und unter Beachtung von Gleichung (3.2) berechnen zu

$$\alpha_{exp}(h) = \frac{q(h)}{\lambda^2(h)}\, e^2\, k^2(h) \qquad (3.13)$$

wobei für die Werte von Druck und Temperatur in Funktion der Höhe die U.S. Standard Atmosphere 1962 zugrunde gelegt wurde.

Im Höhenbereich zwischen 13 km und 20 km stimmen die Werte $\alpha_{Nat}$ und $\alpha_{exp}$ gut überein. Unterhalb von 13 km Höhe ist $\alpha_{exp}$ kein reiner Rekombinationskoeffizient, sondern schließt auch "Kleinionenvernichtung" durch Aerosolpartikel mit ein.

Man erwartet (HAKE et al., 1973), daß im Höhenbereich zwischen 15 km und 25 km ein Übergangsgebiet existiert, in dem sich die physikalischen Gegebenheiten, die zur Rekombination führen, ändern. Die Rekombination läßt sich dann nicht mehr als 3-Körper-Rekombination behandeln, da, wegen der großen mittleren freien Weglänge der Kleinionen, Stöße mit neutralen Gasmolekülen innerhalb des Einfangabstandes d praktisch kaum noch vorkommen. Die Rekombination geht dann in einen 2-Teilchen-Prozess über, bei dem die Kleinionen in direktem Stoß ein Elektron austauschen und sich neutralisieren.

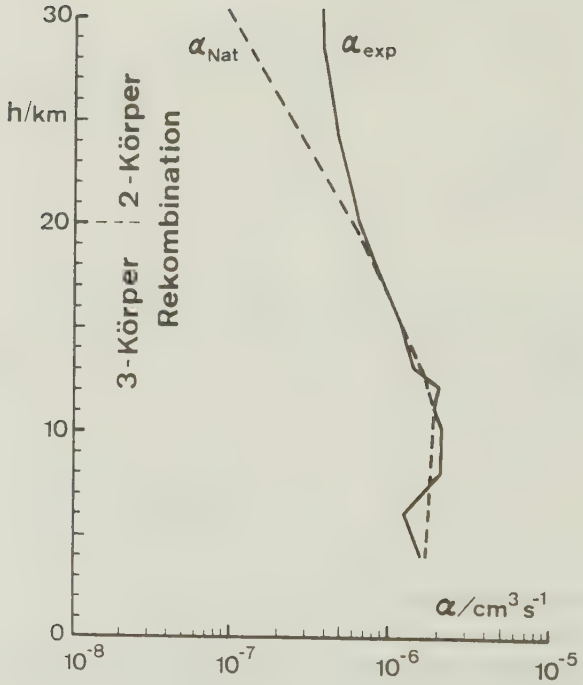


Abb. 11: Vergleich von theoretisch berechnetem Rekombinationskoeffizienten $\alpha_{Nat}$ (3-Körper-Rekombination) und einem aus Luftleitfähigkeit und mittlerem Ionisationsprofil bestimmten Koeffizienten $\alpha_{exp}$ (Einzelheiten siehe Text). Unterhalb von 13 km Höhe stellt $\alpha_{exp}$ keinen reinen Rekombinationskoeffizienten mehr dar, sondern beinhaltet auch Kleinionenverluste durch Anlagerung an Aerosolteilchen.

Abb. 11 zeigt, daß dieser Übergang etwa bei 20 km Höhe einsetzt. Der Wert von $\alpha_{Nat}$ nimmt ab hier mit wachsender Höhe wesentlich schneller ab als der Wert von $\alpha_{exp}$. Die Ursache dafür liegt an der mit wachsender Höhe sehr stark abnehmenden Stoßwahrscheinlichkeit f(g) bei der 3-Körper-Rekombination, die aber bei der 2-Körper-Rekombination nicht mehr eingeht.

Zwischen 24 km und 30 km Höhe nimmt der experimentelle Wert $\alpha_{exp}$ nur noch langsam von $4,5 \cdot 10^{-7}$ $cm^3/s$ auf $3,5 \cdot 10^{-7}$ $cm^3/s$ ab. Die Unsicherheit dieser beiden Werte durch die Verwendung eines mittleren Profils für die Ionisationsrate wird zu 30 % abgeschätzt.

Ausgehend von theoretischen Überlegungen von NATANSON (1960) haben ZIKMUNDA und MOHNEN (1972) die Anlagerung von Kleinionen an Aerosolteilchen in der freien Atmosphäre bis 60 km Höhe ausführlich behandelt. Ihre Ergebnisse sind in Abb. 12 dargestellt, und es läßt sich aus dieser Abbildung entnehmen, daß der Anlagerungskoeffizient ß mit wachsendem Aerosolteilchenradius r zunimmt. Für $r > L$ (mittlere freie Weglänge der Ionen) wird ß ebenfalls mit zunehmender Höhe größer, ändert sich aber oberhalb von 20 km kaum noch. Nur für Teilchenradien, die kleiner als die mittlere freie Weglänge der Kleinionen sind, nimmt ß mit wachsender Höhe ab. Dies ist z.B. für Teilchenradien von 0,03 µm oberhalb von 8 km und für Teilchenradien von 0,1 µm oberhalb von etwa 18 km Höhe der Fall.

Eine Erniedrigung der Luftleitfähigkeit um den gleichen Betrag $\Delta\lambda$ wird in der jeweiligen Höhe je nach Teilchenradius durch ganz unterschiedliche

Abb. 12: Anlagerungskoeffizienten ß in Abhängigkeit vom Aerosolteilchenradius r für verschiedene Höhenstufen; aus ZIKMUNDA und MOINEN (1972).

Aerosolteilchenkonzentrationen verursacht. In nachfolgender Tabelle sind für 2 Partikelradien die entsprechenden Aerosolteilchenkonzentrationen für 4 Höhenstufen aufgetragen, die eine 10 %-ige Erniedrigung der Leitfähigkeit zur Folge haben.

| h/km | Aerosolteilchenkonzentration/$cm^3$ | |
|---|---|---|
| | r = 0,07 µm | r = 0,3 µm |
| 8 | 130 | 45 |
| 12 | 150 | 16 |
| 16 | 100 | 10 |
| 20 | 60 | 6 |

## 4. EXPERIMENTELLE PLANUNG UND MESSAPPARATUR

### 4.1. Meßprinzip

Die Luftleitfähigkeit ebenso wie die Kleinionendichte werden heute fast ausschließlich nach dem Gerdien'schen Prinzip der senkrechten Geschwindigkeiten gemessen. Hierbei durchströmt die zu untersuchende Luft mit der Geschwindigkeit v einen Kondensator, in dem die elektrischen Feldlinien überall senkrecht zu den Strömungslinien stehen. Die Abb. 13 zeigt schematisch die Verhältnisse bei einem Zylinderkondensator.

Bei genügend großer Saugspannung $U_S$ werden nun alle Ionen, deren Beweglichkeit k größer oder gleich einer bestimmten Grenzbeweglichkeit $k_g$ ist, auf der Mittelelektrode abgefangen. Diese Grenzbeweglichkeit ergibt sich aus der Bedingung, daß die am äußersten Rande

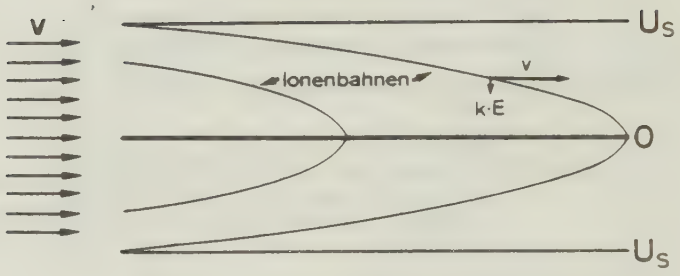


Abb. 13: Schematische Darstellung der Ionenbahnen in einem luftdurchströmten Zylinderkondensator

eintretenden Ionen gerade noch auf die Mittelelektrode gelangen:

$$k_g = \frac{\varepsilon_0 \cdot M}{U_S \cdot C} \qquad (4.1)$$

C = Kapazität des Kondensators

M = v·F = durch den Querschnitt F des Kondensators strömende Luftmenge pro Zeiteinheit

$\varepsilon_0$ = Influenzkonstante

Für die Bestimmung der Kleinionenkonzentration n wählt man $k_g$ kleiner als die kleinste zu erwartende Ionenbeweglichkeit k, das heißt es werden alle in den Kondensator eintretenden Ionen auf der Kondensatorelektrod abgeschieden. Dieser Strom ergibt sich zu

$$i_n = M \cdot e \cdot n \quad \text{bei } k_g < k \qquad (4.2)$$

und daraus läßt sich die Kleinionenkonzentration berechnen.

Bei Radiosondenmessungen in der freien Atmosphäre nach dem Gerdien-Prinzip sorgt die Aufstiegsgeschwindigkeit v des Ballongespanns für den notwendigen Luftdurchsatz durch

den Meßkondensator. Obige Gleichung (4.2) macht aber sofort deutlich, daß zur Berechnung der Kleinionenkonzentration aus dem gemessenen Ionenstrom die momentane Aufstiegsgeschwindigkeit exakt bekannt sein muß, da der Luftdurchsatz pro Zeiteinheit durch das Produkt aus eben dieser Aufstiegsgeschwindigkeit und der Kondensatorquerschnittsfläche gegeben ist. Eine recht ausführliche Darstellung dieser Zusammenhänge findet man bei RIEKERT (1971).

Ist im anderen Fall die Beweglichkeit k der zu messenden Ionen kleiner als die Grenzbeweglichkeit $k_g$, so gelangen nur noch die Ionen, die innerhalb eines bestimmten Radius in den Kondensator eintreten auf die Elektrode. Insgesamt trägt dann nur noch der Bruchteil $k/k_g$ der den Kondensator durchströmenden Ionen zum Strom i auf die Meßelektrode bei (ISRAEL, 1957). Dieser Strom wird dann:

$$i = \frac{\lambda \cdot U_S \cdot C}{\varepsilon_o} \qquad \text{bei } k < k_g \qquad (4.3)$$

Mit anderen Worten, jetzt wird nicht mehr die Ionenkonzentration n, sondern direkt die Luftleitfähigkeit gemessen. Der wesentliche Vorteil bei der Leitfähigkeitsbestimmung mit Radiosonden in der freien Atmosphäre ist die Unabhängigkeit des Meßstromes i von der Aufstiegsgeschwindigkeit v, solange die Bedingung $k < k_g$ erfüllt ist. Die Radiosonde arbeitet bei der Luftleitfähigkeitsmessung im Ohm'schen (linearen) Bereich, das heißt der Strom auf die Mittelelektrode ist proportional der angelegten Saugspannung. Der Übergang zum Sättigungsbereich, das heißt zur Kleinionenmessung, erfolgt im allgemeinen nicht abrupt bei $k = k_g$, sondern es besteht schon vorher ein Übergangsgebiet mit gekrümmter Kennlinie. In diesem Übergangsgebiet und erst recht im Sättigungsbereich wird bei Anwendung von Gleichung (4.3) ein zu kleiner Wert für die "Leitfähigkeit" berechnet.

Um sicherzustellen, daß bei den eigenen Ballonaufstiegen die Radiosonde im linearen Kennlinienbereich arbeitete, wurde bei den ersten Messungen, bei denen nur eine Polarität der Leitfähigkeit gemessen wurde, abwechselnd mit ganzer und halbierter Saugspannung gemessen. Bis 35 km Höhe konnte bei einer Saugspannung von 9 Volt und einer Aufstiegsgeschwindigkeit von größer 5 m/s noch keine Abweichung vom linearen Zusammenhang zwischen gemessenem Ionenstrom und der Saugspannung beobachtet werden.

## 4.2. Radiosonde zur Leitfähigkeitsbestimmung bis 35 km Höhe

Beim Aufbau einer Radiosonde zur Bestimmung der polaren Luftleitfähigkeit sind also mehrere Bedingungen zu beachten:

1) Die Beweglichkeit der Kleinionen, die mit der Höhe umgekehrt proportional zur Luftdichte zunimmt, muß in jedem Höhenbereich kleiner sein als die Grenzbeweglichkeit des Gerdienkondensators, so daß das Meßsystem im linearen Kennlinienbereich arbeitet.

2) Bei einem kleinsten, meßtechnisch noch realisierbaren Meßstrom von $i = 10^{-14}$ A und unter Beachtung von Bedingung 1) ergeben sich nach Gleichung(4.3) die Werte für die Saugspannung $U_s$ und die Kapazität C des Kondensators.

3) Um die Einflüsse der Luftzähigkeit auf die Leitfähigkeitsmessung, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll (siehe RIEKERT, 1971), möglichst klein zu halten, soll die Mittelelektrode des Zylinderkondensators möglichst dünn sein. Dabei ist aber zu beachten, daß das Verhältnis $E_{max}/P$ oberhalb von etwa 1,5 V/(cm·mbar)bleibt, da sonst das thermodynamische Gleichgewicht gestört ist und dann die Beweglichkeit der Ionen und damit auch die

Luftleitfähigkeit von dieser Größe abhängen. $E_{max}$ bedeutet hier die Feldstärke an der Innenelektrode und p ist der Luftdruck.

Abb. 14 zeigt die für die eigenen Messungen verwendete Radiosonde. Der Zylinderkondensator hat die Abmessungen:

| | |
|---|---|
| Länge des Kondensators | L = 2o cm |
| Radius der Innenelektrode | r = 0,5 cm |
| Radius der Außenelektrode | R = 10,75 cm |

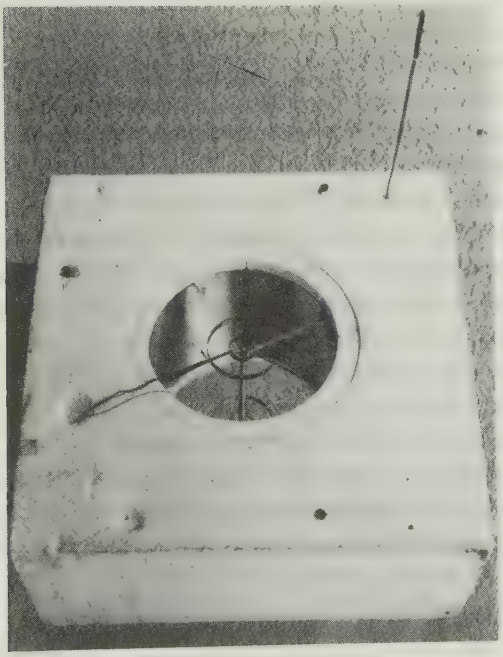

Abb. 14: Radiosonde zur Luftleitfähigkeitsmessung bis ca. 35 km Höhe. In der Mitte ist der eigentliche Zylinderkondensator mit den zur Feldhomogenisierung dienenden Schutzringen zu erkennen.

Mit diesen Werten errechnet sich die Kapazität C des Kondensators zu C = 3,6 pF, ein Wert, der auch durch Messung mit einer Kapazitätsmessbrücke bestätigt wurde.

Als Material für die Beschichtung des Außenzylinders wurde kupferkaschierte Folie verwendet, die mit einer dünnen Goldschicht bedampft wurde. Um Voltaspannungen zu vermeiden, wurde die Mittelelektrode ebenfalls vergoldet. Die Schutzringe, deren Radien 1,5 cm bzw. 4 cm betrugen, dienten zur Feldhomogenisierung und lagen jeweils auf dem entsprechenden Potential.

## 4.3. Die technische Ausführung der Radiosonde

Die auf der Mittelelektrode des Zylinderkondensators abgeschiedenen Kleinionen sind ein Ionenstrom, der als hochohmige Stromquelle angesehen werden kann. Um den der Leitfähigkeit proportionalen Ionenstrom i in der Größenordnung von $10^{-12}$ A telemetrieren zu können, wird dieser zunächst über einen Strom - Spannungswandler (Elektrometer) mit MOS-FET's im Eingangskreis umgesetzt. Die niederohmige Ausgangsspannung wird mit einem Spannungs-Frequenz-Wandler (VCO) in eine Tonfrequenz von 0,25 - 1,25 kHz umgewandelt und über einen frequenzmodulierten 152 MHz - Sender mit 1 Watt Ausgangsleistung zur Bodenstation gesendet. Das empfangene Signal wird hier über einen Frequenz-Spannungswandler wieder in eine zur Leitfähigkeit proportionale Spannung umgesetzt und auf einem Linienschreiber registriert. Da im Laufe der Untersuchungen die einzelnen elektronischen Bauteile geringfügig modifiziert worden sind, das Meßprinzip aber nicht geändert wurde, sollen im folgenden nur die zuletzt verwendeten Bauteile näher beschrieben werden.

### 4.3.1. Elektrometer (Abb. 15)

Der Dual-MOS-FET Transistor MT 102B erhöht den Eingangswiderstand des Operationsverstärkers LM 741 auf

mehr als $10^{14}$ Ohm. Die Verwendung eines Differenzverstärkers im Eingang gewährleistet eine weitgehende Kompensation der Temperaturdrift der Eingangs-Offset-Spannung. Über den Source-Widerstand R läßt sich die, durch eine Unsymmetrie der beiden Transistoren entstandene, Anfangs-Offset-Spannung auf Null Volt abgleichen. Der Operationsverstärker LM 741 dient zur Symmetrierung der Differenz der beiden Source-Spannungen und zur Frequenzkompensation.

Die äußere Beschaltung dieses so entstandenen höchstohmigen Operationsverstärkers ergibt einen Strom-Spannungsumsetzer mit einem Übertragungsfaktor von 0,2V/pA; die Zeitkonstante beträgt im vorliegenden Fall $10^{11}$Ohm·10pF = 1s, kann aber bei Bedarf auf 0,1 Sekunden verringert werden. Die Zusammenschaltung der beiden 22 MOhm-Widerstände im Eingang mit der Glimmlampe schützt das Gate des Eingangstransistors vor einer Zerstörung durch elektrostatische Ladungen; außerdem wird eine weitgehende Einstrahlsicherheit gegenüber der vom Telemetriesender abgestrahlten Hochfrequenz erreicht.

Die Steuerspannung $U_{Re}$ bringt in regelmäßigen Abständen (siehe Abschnitt 4.3.4: Elektronische Nullpunktsteuerung) das dem Höchstohm-Widerstand parallel geschaltete Reed-Relais zum Ansprechen. Dadurch kann auch während des Aufstieges die Nullpunktsstabilität des Elektrometers und des VCO's laufend überwacht werden.

4.3.2. Spannungs-Frequenz-Wandler (VCO, Abb. 15)

Die Ausgangsspannung des Elektrometers wird mit dem integrierten VCO SE 566T in eine ihr proportionale, tonfrequente Wechselspannung mit einer Mittenfrequenz von 780 Hz und einer Steilheit von etwa 50 Hz/pA umgesetzt.

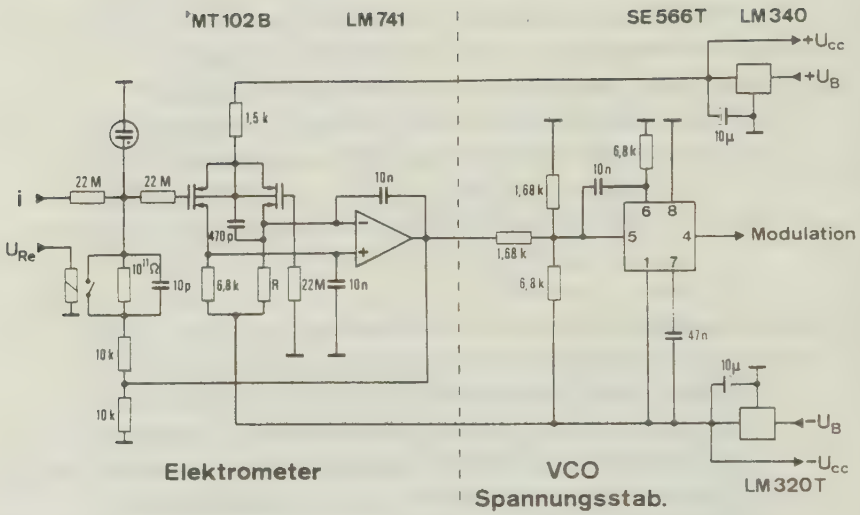


Abb. 15: Schaltbild des Elektrometers, des Spannungs-Frequenz-Wandlers (VCO) und der Spannungsstabilisatoren.

Da sowohl die Mittenfrequenz als auch die Empfindlichkeit des VCO's von der Betriebsspannung stark abhängen, wird mit dem Festspannungsregeler LM 320T aus der unstabilisierten Batterieversorgungsspannung $-U_B$ (minus 16 Volt) die hochstabile Referenzspannung $-U_{cc}$ gewonnen.
Sämtliche Widerstände, die die Temperaturstabilität der gesamten Schaltung beeinflussen können, sind Metallschichtwiderstände mit geringem Temperaturkoeffizienten.

Die positive Versorgungsspannung $+U_{cc}$ wird von dem Festspannungsregler LM 340 geliefert.

4.3.3. Saugspannungserzeugung und Zeitablaufsteuerung (Abb. 16)

Der als astabiler Multivibrator beschaltete, integrierte Schaltkreis NE 555 schaltet alle 25 Sekunden den Dezimalzähler SN 54 LS 90 um Eins weiter. Die am Ausgang des Zählers in BCD-Form anliegende Information wird mit Hilfe der Dioden so verknüpft, daß die beiden Transistoren $T_1$ und $T_2$ abwechselnd oder gleichzeitig leiten bzw. sperren.

Leitet $T_2$, während $T_1$ gesperrt ist, liegt die hochstabile Referenzspannung $+U_{cc}$ nach entsprechender Spannungsteilung als Saugspannung $+U_s$ an. Im umgekehrten Fall, das heißt $T_1$ leitet und $T_2$ sperrt, wird $-U_{cc}$ auf die negative Saugspannung $-U_S$ heruntergeteilt.

Sind beide Transistoren gesperrt, ist die Saugspannung $U_S$ = 0 Volt.

Die zeitliche Dauer und Reihenfolge der einzelnen Messperioden ist:

100 Sekunden positive Saugspannung
100 Sekunden negative Saugspannung
50 Sekunden 0 Volt Saugspannung.

Mit den drei Widerständen 3,5 MOhm, 3,5 MOhm und 3,9 MOhm wird die Saugspannung nochmals heruntergeteilt und die entsprechenden Spannungen $U_{g1}$ und $U_{g2}$ werden den beiden zur Feldhomogenisierung dienenden Schutzringen (siehe auch Abb. 14) zugeführt.

Der druckdosengesteuerte Schalter $S_p$ dient dazu, die Saugspannung in einer vorgewählten Höhe (ca.20 km) auf ein Drittel zu erniedrigen. Hierbei wirkt der Feldeffekttransistor BC 264 als spannungsgesteuerter Schalter, um eventuelle Beeinflussungen durch den Übergangswiderstand beim Druckschalter (korrodierte Kontakte) weitgehend zu eliminieren. Die Werte der positiven und negativen Saugspannung sind gleich und betragen bis etwa 20 km Höhe ca. 6 Volt und darüber ca. 2 Volt.

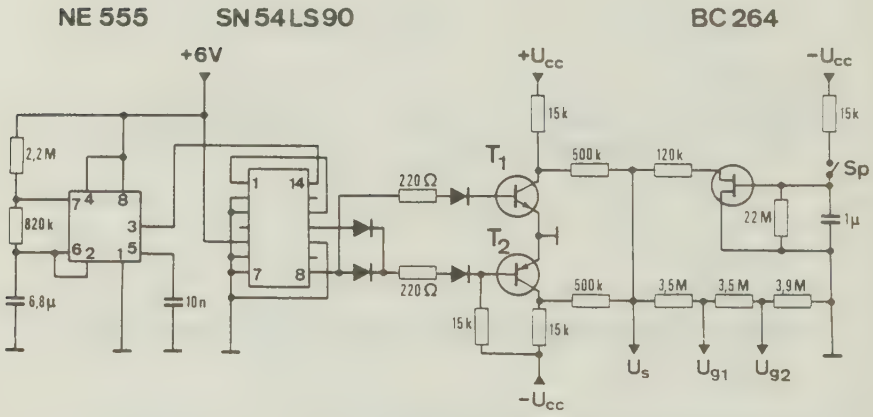


Abb. 16: Schaltbild der Saugspannungserzeugung und der Zeitablaufsteuerung.

4.3.4. Elektronische Nullpunktssteuerung (Abb. 17)

Bei jedem Umschalten der Saugspannung $U_S$ wird durch zweimaliges Differenzieren von $U_S$ am Eingang des aus den beiden Transistoren $T_1$ und $T_2$ aufgebauten monostabilen Multivibrators ein Nadelimpuls erzeugt,

der dieses Monoflop triggert. Es entsteht eine Spannung $U_{Re}$, die das Nullpunktsrelais in der Elektrometerstufe für ca. drei Sekunden ansprechen läßt. Dadurch ist eine Kontrolle der elektrischen Nullpunktsstabilität während des Fluges gewährleistet. Außerdem wird die Erholzeit des Elektrometers wesentlich verkürzt, das sonst durch den Verschiebungsstrom, der bei der Saugspannungsumschaltung entsteht, längere Zeit übersteuert bleiben würde.

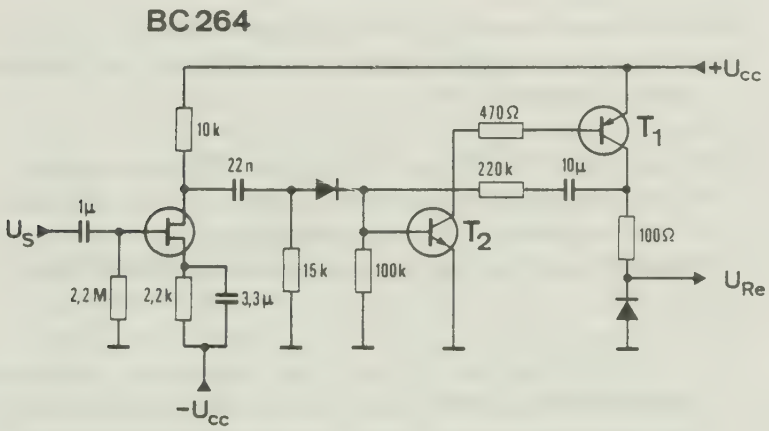


Abb. 17: Schaltbild der elektronischen Nullpunktssteuerung.

Als Telemetriesender wird ein handelsüblicher, quartzstabilisierter Baustein vom Typ FA 144 der Firma CTR-Elektronik mit ca. 1 Watt Ausgangsleistung verwendet. Die exakte Sendefrequenz beträgt 152,27 Mhz. Als Antenne dient ein vertikaler $\lambda/4$-Stab.

Zur Stromversorgung wurden kleine Bleiakkumulatoren RZ 2 der Firma Rulag verwendet. Diese haben bei einer Spannung von 2,1 Volt je nach Temperatur eine Kapazität von 500 bis 700 mAh. Für die Betriebsspannungen 16 V wurden jeweils 8, für die Betriebsspannung +6 V wurden 3 und für die Senderbetriebsspannung + 12 V wurden 6 Akkus in Reihe geschaltet. Für jeden Aufstieg wurden insgesamt 25 Akkus RZ2 benötigt, die mit 1100 g den maximalen Gewichtsanteil der Radiosonde darstellen.

## 5. ERGEBNISSE DER EIGENEN LUFTLEITFÄHIGKEITSMESSUNGEN

Die eigenen Messungen der Luftleitfähigkeit sollten, wie schon eingangs erwähnt, einen Beitrag zu folgenden Fragen liefern:

1) Inwieweit hängt die Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre von der solaren Aktivität ab und sind die Ergebnisse mit direkten Messungen der Ionisationsrate durch die kosmische Strahlung vergleichbar ?

2) Ist das Produkt aus Luftleitfähigkeit und luftelektrischer Feldstärke - die vertikale Leitungsstromdichte - bei großräumig horizontal homogenen Verhältnissen oberhalb der Austauschschicht höhenkonstant, wie es nach der Wilson'schen Hypothese vom globalen luftelektrischen Stromkreis und nach zahlreichen Messungen der luftelektrischen Feldstärke sowie der daraus berechneten Raumladungsdichte in der freien Atmosphäre zu erwarten ist ?

3) Inwieweit lassen sich Messungen der Luftleitfähigkeit in der freien Atmosphäre als Monitoren für Schichten erhöhter Aerosolteilchenkonzentration verwenden ?

Bei insgesamt 32 erfolgreichen Ballonaufstiegen konnte mit der im vorhergegangenen Abschnitt beschriebenen Radiosonde die Luftleitfähigkeit in der freien Atmosphäre bis maximal 35 km Höhe gemessen werden. Die Tabelle 2 gibt eine Übersicht über die Startorte, die Starttermine, die erreichten Gipfelhöhen und die gemessenen Parameter der 18 Hochaufstiege, bei denen mindestens 20 km Höhe erreicht wurden. Die in Weißenau und über dem Atlantik erfolgreich gestarteten Aufstiege bis 20 km Höhe sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Bei allen Aufstiegen wurde in etwa dieselbe Anordnung der Sonden im Ballongespann gewählt. 15 Meter unterhalb des bzw. der Trägerballone befand sich ein Fallschirm und weitere 15 m darunter die Wettersonde. Die Radiosonde zur Leitfähigkeitsmessung war weitere 50 m unterhalb der Wettersonde befestigt. Bei den Aufstiegen, bei denen zusätzlich noch die elektrische Feldstärke gemessen wurde, war die Potentialgradient-Radiosonde weitere 30 m unterhalb der Leitfähigkeitssonde befestigt.

Um eine Kontinuität der Leitfähigkeitsmessungen zu gewährleisten, wurden bei allen Leitfähigkeitsmessungen identische Zylinderkondensatoren verwendet.

## 5.1. Die Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre unter Berücksichtigung der Sonnenaktivität

Die Ergebnisse der einzelnen in Weißenau bzw. in Norddeutschland gestarteten Ballonaufstiege sind in Abb. 18 zusammenfassend dargestellt. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der positiven Luftleitfähigkeit,

| Nr. | Startort | Starttermin | Zeit (GMT) | Gipfel (km) | $\lambda_+$ | $\lambda_-$ | andere Parameter | Höhenbest. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| A 691 | Weissenau | 08 08 72 | 11 h 40 | 35 | x | | - | Wettersonde |
| A 713 | Weissenau | 27 06 73 | 11 h 10 | 27 | x | x | - | opt.Anschn. |
| A 739 | Weissenau | 03 04 74 | 15 h 04 | 24 | x | x | - | Wettersonde |
| A 741 | Weissenau | 05 04 74 | 15 h 04 | 24 | x | x | - | Wettersonde |
| A 757 | Weissenau | 06 02 75 | 14 h 52 | 28 | x | x | - | Wettersonde |
| A 760 | Weissenau | 28 04 75 | 15 h 04 | 23,5 | x | x | - | Wettersonde |
| A 774 | Weissenau | 06 04 76 | 15 h 03 | 31 | x | | - | Wettersonde |
| A 775 | Weissenau | 06 05 76 | 13 h 06 | 20 | x | | - | Wettersonde |
| V 76/1 | Bergen | 19 07 76 | 05 h 30 | 33 | x | x | - | Radar |
| V 76/2 | Bergen | 07 08 76 | 06 h 15 | 33 | x | x | Aitkenk. | Radar |
| V 76/3 | Meppen | 23 10 76 | 10 h 50 | 32 | x | x | Aitkenk. | Radar |
| A 780 | Weissenau | 26 05 77 | 11 h 55 | 25 | x | x | - | Wettersonde |
| A 782 | Weissenau | 14 04 78 | 15 h 11 | 29 | x | x | - | Wettersonde |
| A 783 | Weissenau | 18 04 78 | 13 h 57 | 26 | x | x | - | Wettersonde |
| | Atlantik | | | | | | | |
| A 5(M73/7) | 25,6°N 20,4°W | 04 12 73 | 18 h 50 | 23 | x | x | E(h)bis14km | Druckmarken |
| A 6(M73/8) | 33,7°N 13,3°W | 11 12 73 | 21 h 20 | 24 | x | x | - | Druckmarken |
| Ki 74/8 | Kiruna | 22 08 74 | 22 h 00 | 30,5 | x | x | - | Radar |
| Ki 74/10 | Kiruna | 23 08 74 | 12 h 55 | 29 | x | x | - | Radar |

Tabelle 2

Aufstiegsbezeichnung, Startort, Starttermin, Gipfelhöhe und gemessene Parameter der Ballonaufstiege bis über 20 km Höhe.

| Nr. | Startort | Starttermin | Zeit (GMT) | Gipfel (km) | $\lambda_+$ | $\lambda_-$ | andere Parameter | Höhenbest. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| A 702 | Weissenau | 19 10 72 | 15 h 20 | 15 | x | | - | Wettersonde |
| A 703 | Weissenau | 11 01 73 | 15 h 50 | 6,5 | x | | - | Wettersonde |
| A 704 | Weissenau | 15 02 73 | 15 h 17 | 7,4 | x | | - | Wettersonde |
| A 705 | Weissenau | 01 03 73 | 16 h 10 | 17,3 | x | | - | Wettersonde |
| A 730 | Weissenau | 13 09 73 | 16 h 25 | 11,5 | x | x | - | Wettersonde |
| A 734 | Weissenau | 12 02 74 | 16 h 48 | 10 | x | x | - | Wettersonde |
| A 735 | Weissenau | 13 02 74 | 16 h 34 | 9,5 | x | x | - | Wettersonde |
| A 756 | Weissenau | 05 02 75 | 11 h 22 | 9,2 | x | | - | Wettersonde |
| A 776 | Weissenau | 17 05 76 | 11 h 03 | 19 | x | x | - | Wettersonde |
| A 777 | Weissenau | 19 05 76 | 10 h 26 | 18 | x | x | - | Wettersonde |
| $A_1$(M73/2) | Atlantik $25,2^{o}N\ 56,8^{o}W$ | 27 10 73 | 00 h 30 | 15,8 | x | x | E(h) | Druckmarken |
| $A_2$(M73/4) | $16^{o}$ N $45,7^{o}W$ | 22 11 73 | 20 h 20 | 12 | x | x | E(h) | Druckmarken |
| $A_3$(M73/4) | $16,5^{o}N\ 37^{o}$ W | 26 11 73 | 14 h 40 | 12 | x | x | E(h) | Druckmarken |
| $A_4$(M73/6) | $16,5^{o}N\ 29,6^{o}W$ | 29 11 73 | 11 h 35 | 11,7 | x | x | E(h) | Druckmarken |

Tabelle 3

Aufstiegsbezeichnung, Startort, Starttermin, Gipfelhöhe und gemessene Parameter der Ballonaufstiege bis 20 km Höhe.

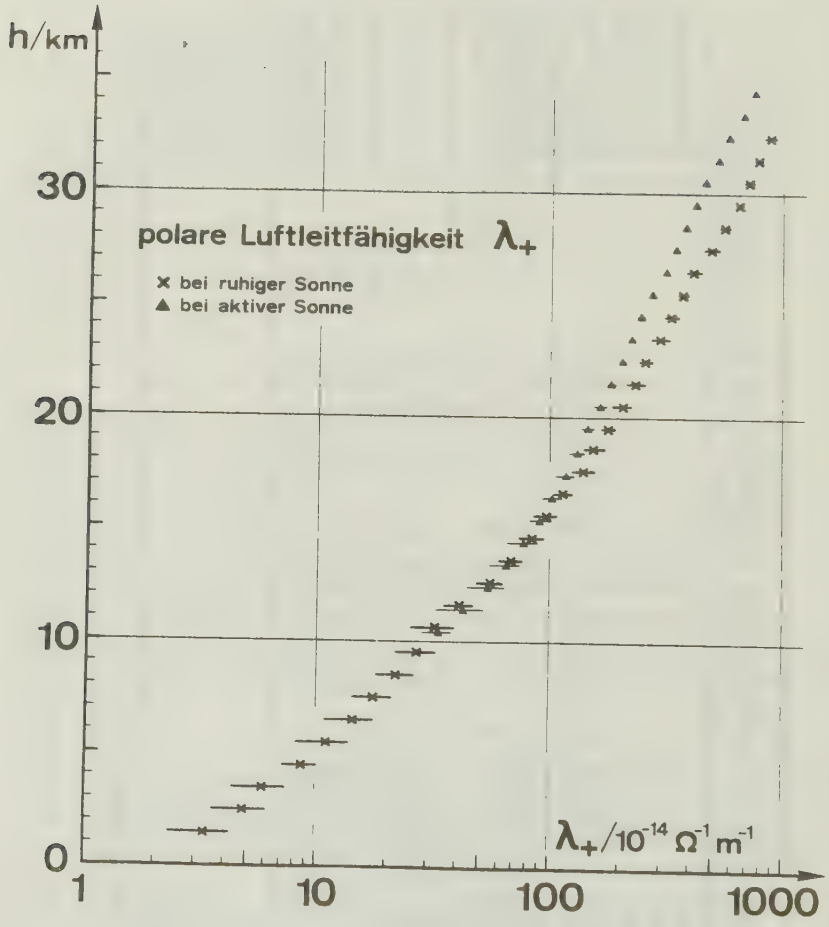


Abb. 18: Höhenabhängigkeit der polaren Luftleitfähigkeit nach eigenen Messungen bei ruhiger Sonne und nach solaren Ereignissen. Pro Kilometer-Höhenintervall sind Mittelwerte und Standardabweichungen aus den einzelnen Aufstiegen aufgetragen.

gemessen bei den einzelnen Aufstiegen, sind pro Kilometer-Höhenintervall bis 35 km Höhe aufgetragen. Bis zu 10 km Höhe sind alle Ergebnisse verwendet, während darüber nur die Hochaufstiege aus Tabelle 2 berücksichtigt worden sind. Die Leitfähigkeitsprofile der Aufstiege A 691, A 782 und A 783 sind gesondert zusammengefaßt worden, da in diesen 3 Fällen die Starttermine in eine Periode erhöhter Sonnenaktivität fielen.

Die Profile zeigen die erwartete, starke Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe. Die relative Leitfähigkeitszunahme wird jedoch mit wachsender Höhe bis etwa 18 km Höhe geringer und bleibt darüber bis zur erreichten Gipfelhöhen von 35 km etwa konstant. Bei ruhiger Sonne - die Sonnenfleckenrelativzahlen $R_z$ lagen bei diesen Aufstiegen (x) im Mittel während einer Woche vor dem Starttermin unter $R_z = 20$ - nimmt oberhalb von 18 km Höhe die Leitfähigkeit pro 5,6 km-Höhenintervall auf den doppelten Wert zu. Bei den drei Aufstiegen in Zeiten aktiver Sonne (▲) beträgt im Mittel der Wert für das entsprechende Höhenintervall 6,4 km; die relative Leitfähigkeitszunahme ist also geringer. GISH (1944) erhielt bei seiner halbempirischen Formel für die Leitfähigkeit in Funktion der Höhe einen Wert von 5,8 km. Dieser Wert liegt zwischen den eigenen Ergebnissen.

Das mittlere Höhenprofil der polaren Leitfähigkeit $\lambda_+(h)$ bei ruhigen solaren Bedingungen aus Abb. 18 läßt sich in sehr guter Näherung durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\lambda_+(z)/10^{-14}\ \Omega^{-1}m^{-1} = \exp\left(\sum_{i=0}^{3} A_i\ z^i\right), \qquad (5.1)$$

wobei für z die Höhe h/km einzusetzen ist.

Die einzelnen Koeffizienten $A_i$ sind bei ruhiger Sonne

$$A_o = 6{,}3630 \cdot 10^{-1}$$
$$A_1 = 3{,}6008 \cdot 10^{-1}$$
$$A_2 = -8{,}6050 \cdot 10^{-3}$$
$$A_3 = 1{,}0331 \cdot 10^{-4}$$

Der Korrelationskoeffizient ist 0,99974.

Für den Aufstieg A 691 vom 8. August 1972 (Abbildung 19), der in eine Zeit extrem starker Sonnenaktivität fiel - zwischen dem 4. August und dem 9. August wurden drei Forbush-Decreases beobachtet - lauten die entsprechenden Koeffizienten $A_i^*$

$$A_o^* = 6{,}6837 \cdot 10^{-1}$$
$$A_1^* = 3{,}5653 \cdot 10^{-1}$$
$$A_2^* = -9{,}5435 \cdot 10^{-3}$$
$$A_3^* = 1{,}2313 \cdot 10^{-4}$$

Der Korrelationskoeffizient ist 0,99963.

Die Abbildungen 19 und 20 zeigen als Einzelbeispiele die Leitfähigkeitsverringerung in der freien Atmosphäre, die bei verstärkter Sonnenaktivität gemessen wurde. Am 8. August 1972 reichte diese Erniedrigung herunter bis zu etwa 11 bis 12 km Höhe. Für noch niedrigere Höhen läßt sich eine exakte Aussage leider nicht machen, da dort der Einfluß der Aerosolteilchenkonzentration auf die Luftleitfähigkeit zu groß ist. Für den Aufstieg V 76/1 - gestartet in Norddeutschland - sind in Abb. 19 die Mittelwerte der positiven Luftleitfähigkeit für Höhenintervalle von jeweils ca. 300 Meter aufgetragen.

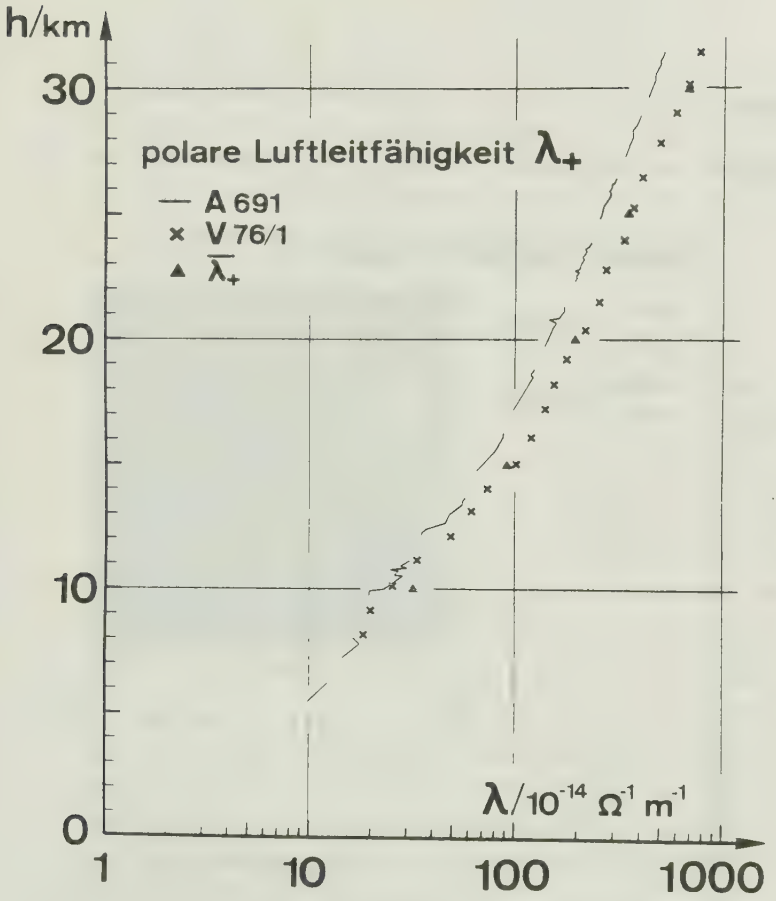


Abb. 19: Positives Luftleitfähigkeitsprofil gemessen beim Aufstieg A 691 am 8. August 1972 nach heftigen solaren Ausbrüchen am 2., 4. und 7. August 1972 im Vergleich zu einem Leitfähigkeitsprofil gemessen beim Aufstieg V 76/1 in Norddeutschland bei ruhiger Sonne. Für einige Höhenstufen sind die Mittelwerte bei ruhigen solaren Bedingungen aus Abb. 18 aufgetragen ( ▲ ).

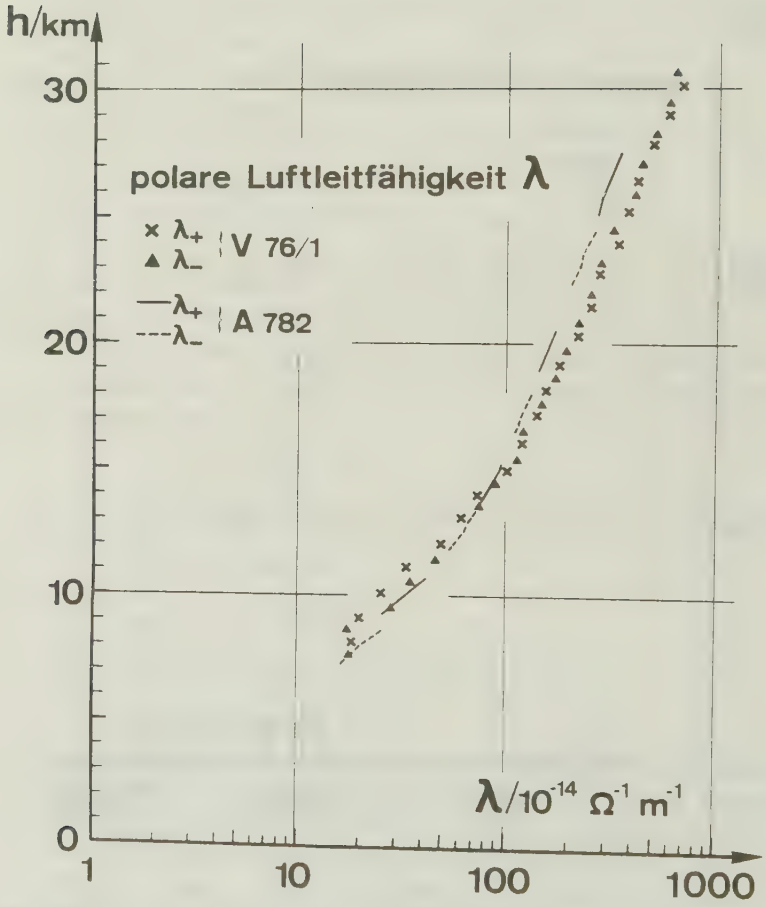


Abb. 20: Positives und negatives Luftleitfähigkeitsprofil gemessen beim Aufstieg A 782 am 14. April 1978 nach mehreren Flares am 10. und 11. April 1978 im Vergleich zu dem Leitfähigkeitsprofil (ebenfalls beide Polaritäten) gemessen beim Aufstieg V 76/1 bei ruhiger Sonne.

Abb. 20 zeigt deutlich, daß in diesem Fall die Luftleitfähigkeit erst in Höhen über 15 km gegenüber der Leitfähigkeit bei ruhiger Sonne erniedrigt war. Nach dem 2B-Flare vom 11. April 1978 $13^{40}$ GMT, der in der Sonnenaufnahme in Abb. 21 deutlich zu sehen ist, wurde kein Forbush-Decrease beobachtet, d.h. die Auswirkungen dieses Flares auf die kosmische Strahlung waren in der Troposphäre wesentlich geringer als im August 1972

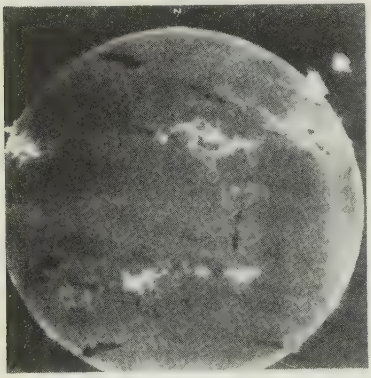

Abb. 21:
Sonnenaufnahme vom 11. April 1978. Der Pfeil markiert den 2B-Flare, der um $13^{40}$GMT begann und teilweise um $17^{h}$GMT noch sichtbar war.

Bei Vernachlässigung der Leitfähigkeitsverringerung durch Aerosolpartikel - dies ist oberhalb der Tropopause gerechtfertigt (siehe Abb. 8 und Abschn. 5.5 S. 78 ) - besteht zwischen der Luftleitfähigkeit $\lambda$ und der Ionisationsrate q durch die kosmische Strahlung der Zusammenhang

$$\lambda(h) \sim \sqrt{q(h)} \qquad (5.2)$$

In Abb. 22 ist die Ionisationsrate $q^{*}(h)$ in Zeiten erhöhter Sonnenaktivität relativ zur Ionisationsrate q(h) in Zeiten ruhiger Sonne dargestellt. Die 3 Profile wurden gemäß obiger Gleichung aus den Leitfähigkeitswerten vom 3.8.72 (A 691), und vom 14. und 18.4.78 (A 782 und A 783) durch Vergleich mit dem mittleren

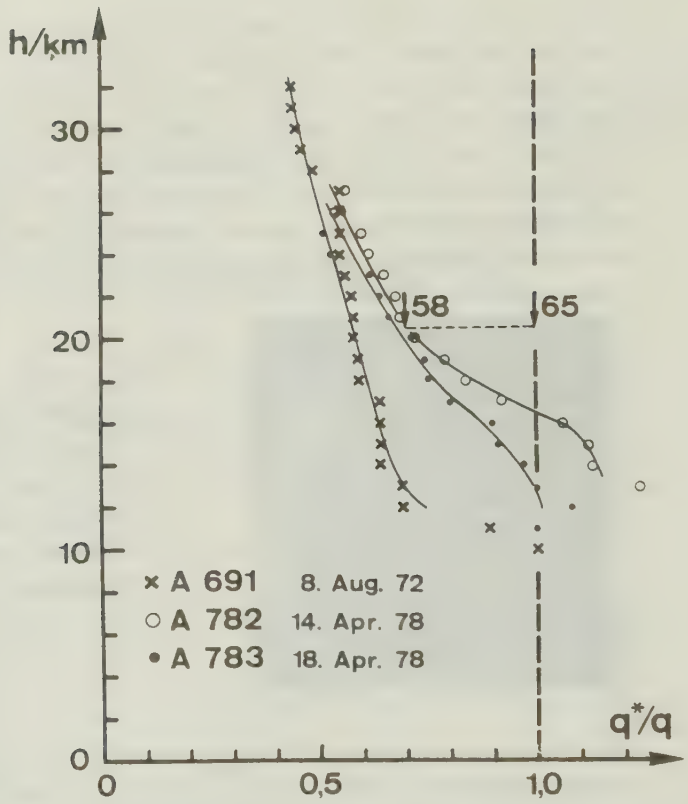


Abb. 22: Ionisationsrate q* (h) nach solaren Ereignissen bezogen auf die Ionisationsrate q(h) bei ruhiger Sonne in Funktion der Höhe. q*/q wurde nach der Beziehung

$$q^*/q = \left(\lambda^*(h)/\lambda(h)\right)^2$$

aus 3 Einzelprofilen und dem Mittelwertprofil aus Abb. 18 (X) berechnet. Für das 50 mbar-Niveau sind die entsprechenden Werte für $\varphi_M = 50^\circ$ nach HAKE et al. (1973) für 1958 und 1965 eingetragen.

Leitfähigkeitsprofil bei ruhiger Sonne (x) aus Abb. 18 berechnet. Danach betrug die Ionisierung durch die kosmische Strahlung am 8.8.72 in 12 km Höhe nur 70 % der Ionisierung bei ruhiger Sonne und nahm bis 32 km Höhe auf 45 % ab.

Am 14.4. und 18.4.1978 (3 bzw. 7 Tage nach dem entsprechenden 2B-Flare vom 11.4.1978, der ebenfalls von Radiobursts Typ II und Typ IV begleitet war) ist eine Abnahme der Ionisationsrate erst in Höhen über 15 km festzustellen. In 26 km Höhe liegt die Ionisationsrate bei 55 % des Normalwertes. Im 50mbar-Niveau (ca. 20,5 km) beträgt die Abnahme 30 % gegenüber dem Normalwert. HAKE et al. (1973) geben nach direkten Messungen der Ionisationsrate von NEHER (1961, 1967) für eine geomagnetische Breite von 50° für das 50 mbar-Niveau ebenfalls eine 30 %ige Erniedrigung der mittleren Ionisationsrate im Jahr der aktiven Sonne 1958 gegenüber dem Mittelwert aus dem Jahr der ruhigen Sonne 1965 an.

Durch die Mitbeteiligung an Expeditionen war die Möglichkeit gegeben, außer in Weißenau, auch in anderen Breiten die elektrische Leitfähigkeit zu messen. In Abb. 23 sind die Höhenprofile der mittleren positiven polaren Leitfähigkeit für die drei Breiten 30°N, 48°N und 68°N dargestellt. In Übereinstimmung mit der bekannten Tatsache des Breiteneffektes (siehe auch Abb. 7), daß die Ionisierung der Luft durch die kosmische Strahlung von den Polen zum Äquator hin abnimmt, zeigen die Messungen auf dem Atlantik die niedrigsten und in Kiruna die höchsten Werte. In 20 km Höhe ist die Leitfähigkeit in 30°N um 25 % niedriger und in 68°N um 40 % höher als der in Weißenau gemessene Mittelwert.

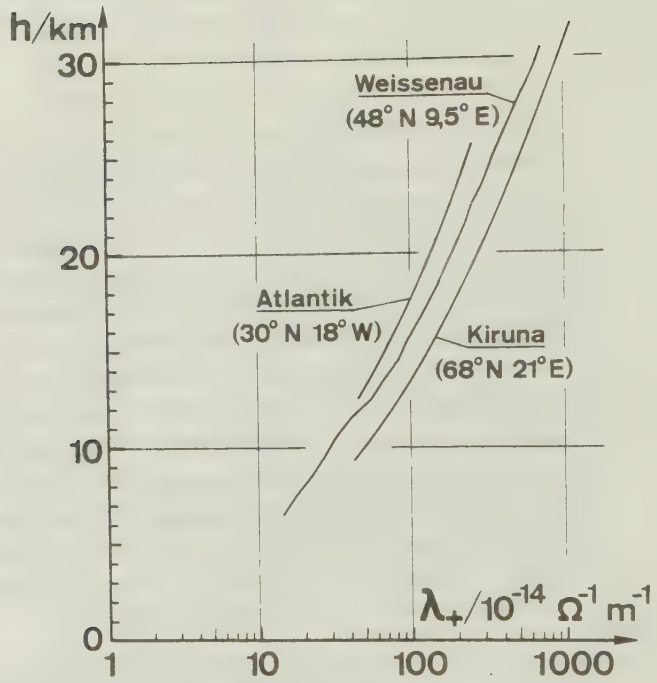


Abb. 23: Mittlere Luftleitfähigkeitsprofile in drei verschiedenen geomagnetischen Breiten. Die Profile über dem Atlantik und über Kiruna sind jeweils das Mittel zweier Ballonaufstiege.

## 5.2. Das Verhältnis von positiver zu negativer Luftleitfähigkeit

Ein deutlicher Unterschied zwischen den Werten der positiven und negativen Luftleitfähigkeit konnte im Höhenbereich bis 14 km Höhe nachgewiesen werden.

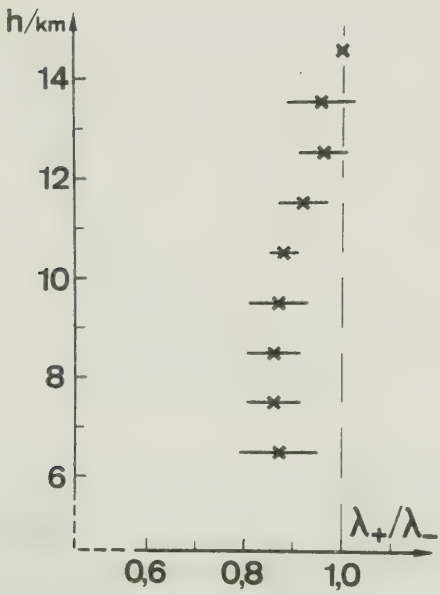


Abb. 24: Mittelwerte und Standardabweichungen für das Verhältnis positiver/negativer Luftleitfähigkeit in Funktion der Höhe, gemessen bei 10 Ballonaufstiegen

Abb. 24 zeigt die Mittelwerte und Standardabweichungen für das Verhältnis $\lambda_+/\lambda_-$ pro 1-km-Höhenintervall als Ergebnis von 10 Ballonaufstiegen. Der Mittelwert von $\lambda_+/\lambda_-$ liegt zwischen 6 km und 12 km Höhe bei 0,88. Im Höhenintervall von 15 km bis 20 km ist das Verhältnis $\lambda_+/\lambda_-$ gleich 1 und nimmt in Höhen über 20 km einen mittleren Wert von 1,05 an.

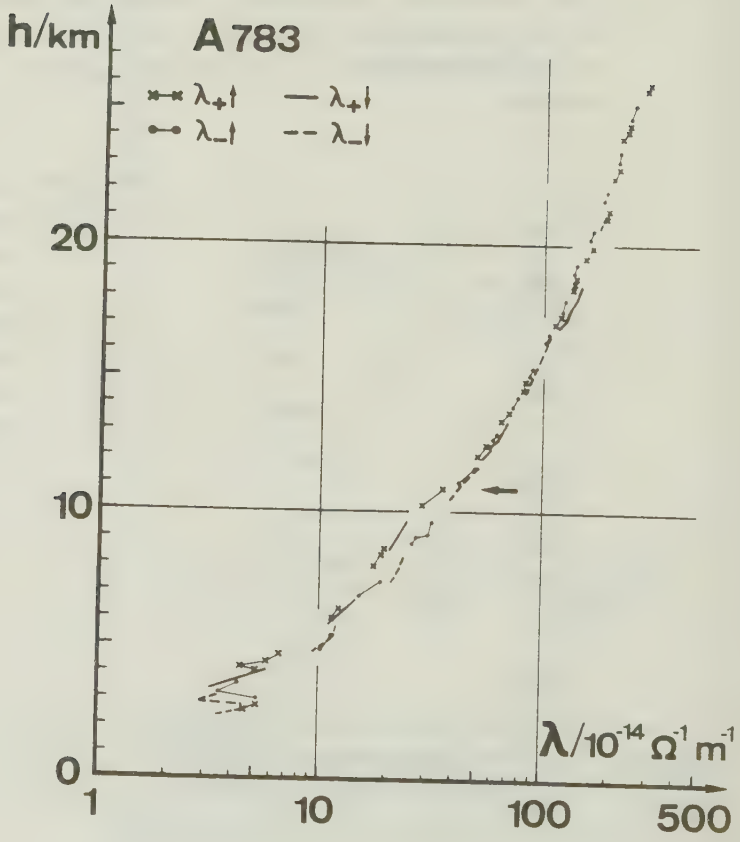


Abb. 25: Positive und negative Luftleitfähigkeitswerte gemessen während Auf- und Abstieg beim A 783. Die mittlere Aufstiegsgeschwindigkeit lag bei 5,7 m/s während die Abstiegsgeschwindigkeit bei 20 km Höhe 29 m/s in 15 km Höhe 20 m/s, in 10 km Höhe 12 m/s und in 5 km Höhe 9 m/s betrug. Der Pfeil gibt die Höhe der Tropopause an.

In Abb. 25 sind als typisches Einzelbeispiel die Werte für die positive und negative Luftleitfähigkeit in Funktion der Höhe, gemessen während Auf- und Abstieg des Aufstieges A 783, dargestellt.

Unter der Voraussetzung gleicher Konzentrationen positiver und negativer Kleinionen läßt sich damit über die Beweglichkeit der Kleinionen folgendes aussagen:

1.) In der Troposphäre ist die Beweglichkeit der negativen Kleinionen um 10 % bis 15 % höher als die Beweglichkeit der positiven Kleinionen. Messungen der Beweglichkeitsspektren von HOPPEL und KRAAKEVIK (1965) bis zu einer Höhe von 5,6 km zeigen das gleiche Ergebnis.

2.) Oberhalb der Tropopause sind die Beweglichkeiten der positiven und negativen Kleinionen gleich.

3.) Ab etwa 20 km Höhe ist die Beweglichkeit der positiven Kleinionen ca. 5 % größer als die der negativen Kleinionen.

Aus Messungen der luftelektrischen Feldstärke (MÜHLEISEN und FISCHER, 1968) läßt sich unter Anwendung der Poisson-Gleichung für horizontal homogene Verhältnisse

$$\frac{dE}{dz} = \rho/\varepsilon_0 \qquad (5.3)$$

ableiten, daß die elektrische Raumladungsdichte in der freien Atmosphäre in Schönwettergebieten oberhalb von

6 km Höhe kleiner als $10^{-1} e/cm^3$ ist. Andererseits sind ab 15 km Höhe die Aerosolteilchenkonzentrationen so gering, daß sie als Ladungsträger gegenüber den Kleinionen (einige Tausend pro $cm^3$) sicherlich vernachlässigt werden können. Damit ist die Annahme gleicher Konzentrationen positiver und negativer Kleinionen zumindest für den Höhenbereich über 15 km gerechtfertigt, zumal bei jedem Ionisierungsvorgang die Ionen paarweise entstehen.

## 5.3. Genauigkeit der Leitfähigkeitsmessungen

Ausschnitte aus einer typischen Originalregistrierung, gewonnen beim Aufstieg A 783, zeigt Abb. 26. Die Schwankungen des Ionenstromes, die während des Aufstieges andeutungsweise auftreten, sind auf Sondenpendelungen zurückzuführen. Beim Abstieg, der am Fallschirm erfolgte, fehlen diese Schwankungen völlig, müßten aber wegen der geringen Zeitkonstanten der Radiosonde von einer Sekunde auch hier erkennbar sein, wenn es sich um reale Leitfähigkeitsänderungen geringer Höhenausdehnung handeln würde.

Während des gesamten Auf- und Abstieges bleibt der elektronische Nullpunkt, der bei jeder Saugspannungsänderung für ca. 4 Sekunden gemessen wird, konstant. Damit ist nach Labortests sichergestellt, daß sich die Empfindlichkeit - und damit die Eichung - der Radiosonde nicht geändert hat, sondern während des gesamten Fluges ebenfalls konstant blieb.

Die Abweichung des physikalischen Nullpunktes (Messung bei 0 Volt Saugspannung) vom elektronischen Nullpunkt $\Delta i_{Np}$ ist unabhängig von der Saugspannung und nimmt mit wachsender Höhe zu. Dies deutet nach Ansicht des

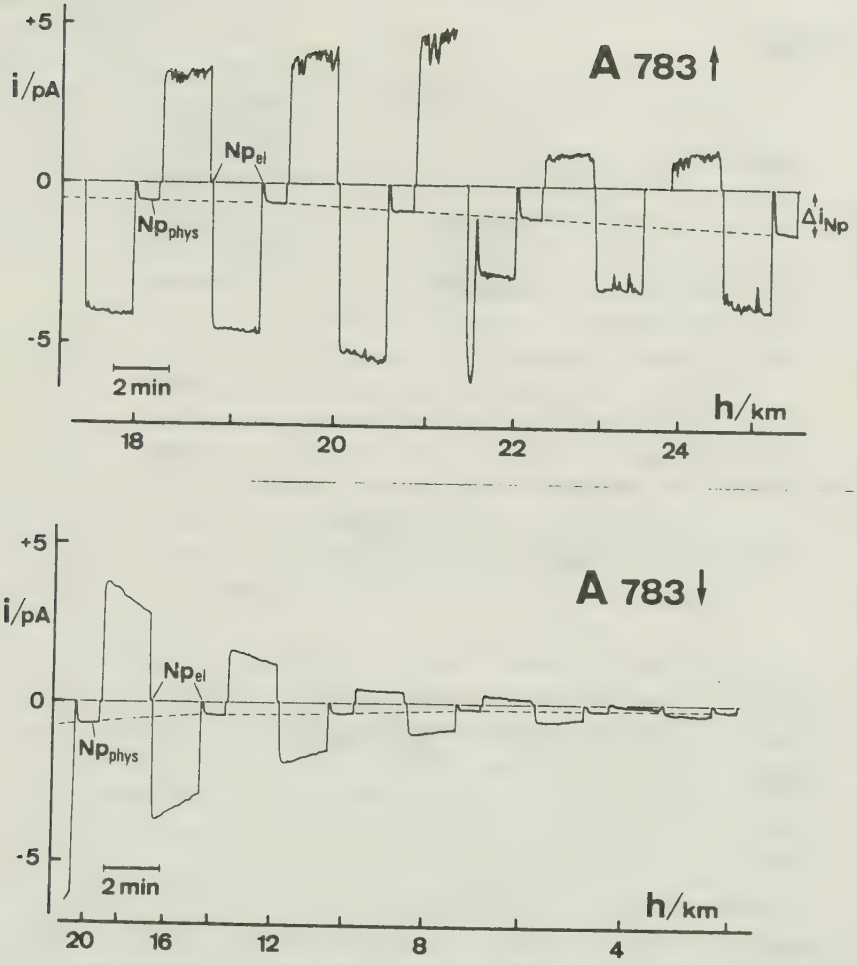


Abb. 26:
Auszüge aus der Originalregistrierung des Ionenstromes, gemessen beim Aufstieg A 783, bei dem nur ein Trägerballon verwendet wurde und der Abstieg am Fallschirm erfolgte. Positiver (negativer) Ionenstrom entspricht positiven (negativen) Werten der Luftleitfähigkeit, $Np_{el}$ ist der elektronische und $Np_{phys}$ ist der physikalische Nullpunkt. Bei 21,5 km Höhe erfolgte die Saugspannungsumschaltung von 5,73 V auf 1,94 V.

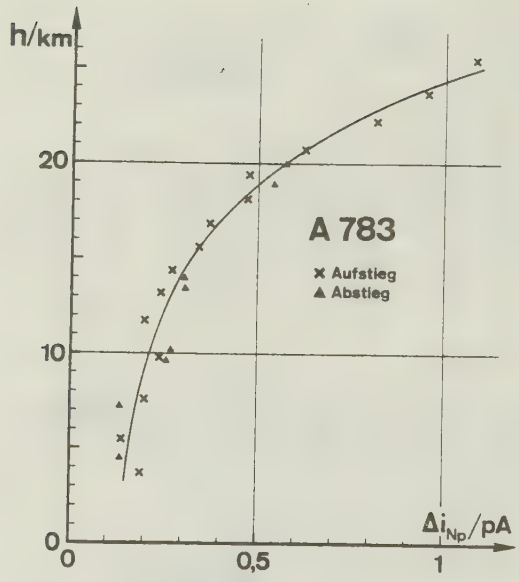


Abb. 27: Differenz zwischen elektronischem und physikalischem Nullpunkt $\Delta i_{Np}$ beim Aufstieg A 783 in Funktion der Höhe. Ein pA entspricht bis 21,5 km Höhe einer Leitfähigkeit von $43 \cdot 10^{-14}$ $\Omega^{-1}m^{-1}$ und darüber $127 \cdot 10^{-14}$ $\Omega^{-1}m^{-1}$.

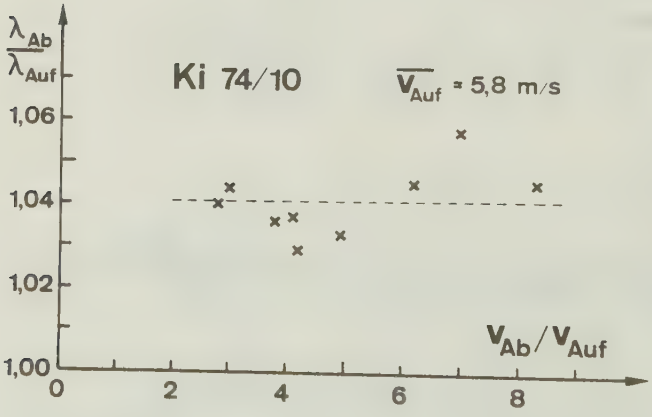


Abb. 28: Verhältnisse der bei Ab- und Aufstieg gemessenen Luftleitfähigkeitswerte in Funktion des Verhältnisses Abstiegsgeschwindigkeit/ Aufstiegsgeschwindigkeit, gemessen beim Aufstieg Ki 74/10. Die mittlere Aufstiegsgeschwindigkeit lag bei 5,8 m/s. Der Mittelwert von $\lambda_{Ab}/\lambda_{Auf}$ beträgt 1,043 ± 0,009.

Verfassers auf eine Art Ionisationskammereffekt hin:

> Der Eingang des als Eingangstransistors verwendeten Dual-MOS-FET MT 102B, der im abgeglichenen Zustand auf 0 V liegt, liegt notwendigerweise in der Nähe von spannungsführenden Leitungen. Dadurch baut sich in seiner Umgebung ein elektrisches Feld auf, wodurch die Ionen in der unmittelbaren Umgebung des Transistors direkt auf den Eingang gelangen und als Strom registriert wurden. Dieser Strom $\Delta i_{Np}$ steigt notwendigerweise mit der Höhe an, da einmal die Ionisationsrate und zum anderen die Beweglichkeit der Ionen mit der Höhe ansteigen. Dieser Effekt konnte mit einem radioaktiven Präparat, das in die Nähe des Transistoreinganges gebracht wurde, auch im Labor simuliert werden.

In Abb. 27 ist die Nullpunktsverschiebung $\Delta i_{Np}$ in Funktion der Höhe für den Aufstieg A 783 dargestellt. Dieser Effekt kann je nach Bauweise des Elektrometers und den Daten des verwendeten Gerdien-Kondensators zu einer falschen Interpretation der gemessenen Daten führen, wenn er nicht beachtet wird.

Um den Fehler bei den eigenen Leitfähigkeitsmessungen, der durch die Luftzähigkeit verursacht wird, zumindest abschätzen zu können, sind in Abb. 28 die Verhältnisse der bei Ab- und Aufstieg gemessenen Leitfähigkeitswerte $\lambda_{Ab}/\lambda_{Auf}$ in Funktion des Verhältnisses Abstiegsgeschwindigkeit/Aufstiegsgeschwindigkeit in der jeweils gleichen Höhe für den Aufstieg Ki 74/10 dargestellt. Für den Aufstieg wurde ein Trägerballon

verwendet und der Abstieg erfolgte mit hoher Geschwindigkeit $v_{Ab}$, am Fallschirm. Die Höhenbestimmung und damit die Bestimmung der Ab- bzw. Aufstiegsgeschwindigkeit geschah mit dem Raketenverfolgungsradar der ESRANGE/Kiruna. Während die mittlere Aufstiegsgeschwindigkeit bei 5,8 m/s lag, erfolgte der Abstieg nach dem Platzen des Trägerballons in 29 km Höhe mit einer anfänglichen Geschwindigkeit von ca. 50 m/s, die sich in 20 km auf 27,5 m/s und in 12 km auf 18,5 m/s verringerte.

Nach RIEKERT (1971) nimmt der Fehler bei der Leitfähigkeitsmessung, der durch die Luftzähigkeit verursacht wird, mit wachsendem Verhältnis $k_g/k$, dem Verhältnis der Grenzbeweglichkeit des Gerdien-Kondensators zur Beweglichkeit der Kleinionen, zu. Bei gleicher Saugspannung $U_s$ ist die Grenzbeweglichkeit $k_g$ direkt proportional zur Auf- bzw. Abstiegsgeschwindigkeit der Radiosonde.

Der Mittelwert des Verhältnisses $\lambda_{Ab}/\lambda_{Auf}$ beträgt nach Abb. 28 über den gesamten Bereich 1,043, wobei keine eindeutige Zunahme mit wachsendem $v_{Ab}/v_{Auf}$ und damit mit wachsendem Verhältnis $k_g/k$ feststellbar ist. Daraus wird geschlossen, daß bei den eigenen Leitfähigkeitsmessungen der Fehler, der durch die Luftzähigkeit und durch Randeffekte verursacht wird, mit Sicherheit kleiner als 10 %, wahrscheinlich sogar kleiner als 5 % ist. Als weitere Unsicherheit kann sich dazu noch ein systematischer Fehler von ebenfalls etwa 5 % addieren, der auf der nicht genauen Kenntnis der Kapazität des Gerdien-Kondensators beruht.

## 5.4. Die luftelektrische Vertikalstromdichte in der freien Atmosphäre

In Abschnitt 2.1. "Der globale luftelektrische Stromkreis" wurde gezeigt, daß die Vertikalstromdichte $j_v$ (h) in der

Atmosphäre durch die Beziehung

$$j_v(h) = E(h) \cdot \Lambda(h) \qquad (5.4)$$

beschrieben wird. In obiger Gleichung stellt $j_v$ einen reinen Leitungsstrom dar, bei dem die Ladungsträger, d.h. die Kleinionen, nur durch elektrische Kräfte bewegt werden. Im stationären Gleichgewicht ist nach der Wilson'schen Hypothese vom globalen Stromkreis zu erwarten, daß die Vertikalstromdichte im Schönwetterfall höhenkonstant ist.

Bei Bestimmungen der Vertikalstromdichte mit ballongetragenen Radiosonden wird im allgemeinen kein rein vertikaler Aufstieg erreicht, sondern die Flugbahn des Ballongespannes ist je nach herrschenden Windverhältnissen mehr oder weniger stark gegen die Vertikale geneigt. Damit kann eine "höhenkonstante" Vertikalstromdichte nur erwartet werden, wenn sich der Säulenwiderstand $R_s$ über dem überflogenen Gebiet nicht ändert.

Die Größe des Säulenwiderstandes $R_s$ wird aber hauptsächlich durch die geringe Leitfähigkeit der Luft in den untersten Kilometern der Troposphäre bestimmt. Starke Luftverunreinigungen anthropogenen Ursprungs können $R_s$ um ein mehrfaches erhöhen. Auch durch ausgedehnte tiefe Wolken kann der Säulenwiderstand erhöht werden; so vergrößert beispielsweise eine Stratusbewölkung mit einer Höhenausdehnung von 2 - 4 km $R_s$ etwa um den Faktor 1,3. Dagegen ist der Einfluß von Altostratus und Cirren vernachlässigbar. Orographische Einflüsse auf den Säulenwiderstand dürfen bei einer im Voralpengebiet liegenden Station wie Weißenau ebenfalls nicht außeracht gelassen werden, da über hohen Bergen $R_s$ naturgemäß einen kleineren Wert hat als über dem Flachland.

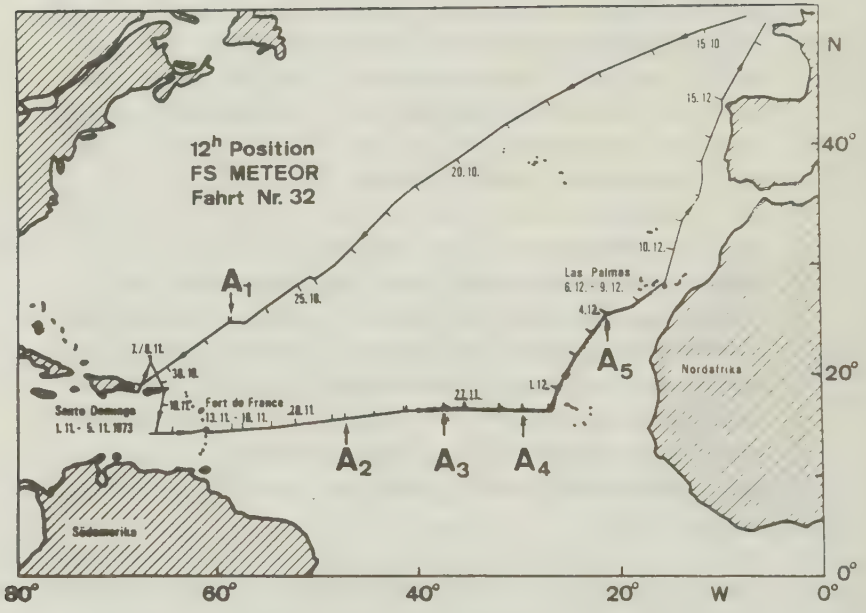


Abb. 29: Fahrtroute von FS "Meteor" 1973 mit den Positionen bei den einzelnen Ballonaufstiegen ($A_i$). Das Raster kennzeichnet die Fahrtstrecke im Sahara-Passat und unter kontinentalem Einfluß.

Über dem Meer dagegen kann davon ausgegangen werden, daß im Schönwetterfall großräumig horizontal homogene Verhältnisse vorliegen, so daß sich der Säulenwiderstand während eines Ballonaufstieges über weite Gebiete nicht ändert. Hervorgerufen durch den Elektrodeneffekt treten über dem Meer in den unteren 100 Metern jedoch beträchtliche positive Raumladungen auf (MÜHLEISEN und RIEKERT, 1970). Turbulenzen und damit vertikale Luftbewegungen bewirken nun einen vertikalen Transport dieser Raumladungen und geben so zu Konvektionsströmen Anlaß. Durch diese Konvektionsströme wird aber der Gesamtvertikalstrom, der jetzt die Summe von Leitungs- und Konvektionsstrom ist, nicht geändert. Vielmehr wird die Größe des Leitungsstromes durch diesen vertikalen Raumladungstransport entsprechend der Änderung des luftelektrischen Feldes E(h) modifiziert. KRAAKEVIK (1961) konnte zeigen, daß ein merklicher Einfluß durch Konvektionsströme auf den Leitungsstrom über den Meeren auf eine Höhe von 100 m über der Wasseroberfläche beschränkt ist.

Während der Atlantik-Expedition 1973 des Forschungsschiffes "Meteor" konnte die Vertikalstromdichte über dem Meer aus gleichzeitigen Messungen der luftelektrischen Feldstärke und der Luftleitfähigkeit an Bord des Schiffes und bei Radiosondenaufstiegen berechnet werden (GRINGEL, LEIDEL und MÜHLEISEN, 1978).

Die Fahrtroute von FS "METEOR" ist zusammen mit den Positionen bei den einzelnen Ballonaufstiegen (A) in Abb. 29 aufgetragen. Nach eigenen Luftleitfähigkeitsmessungen an Bord des Schiffes und nach Aerosoluntersuchungen von SCHÜTZ und JAENICKE (1976) herrschten im westlichen und mittleren Atlantik bis etwa 40° W maritime Luftverhältnisse ohne kontinentalen Einfluß. Dieses Bild

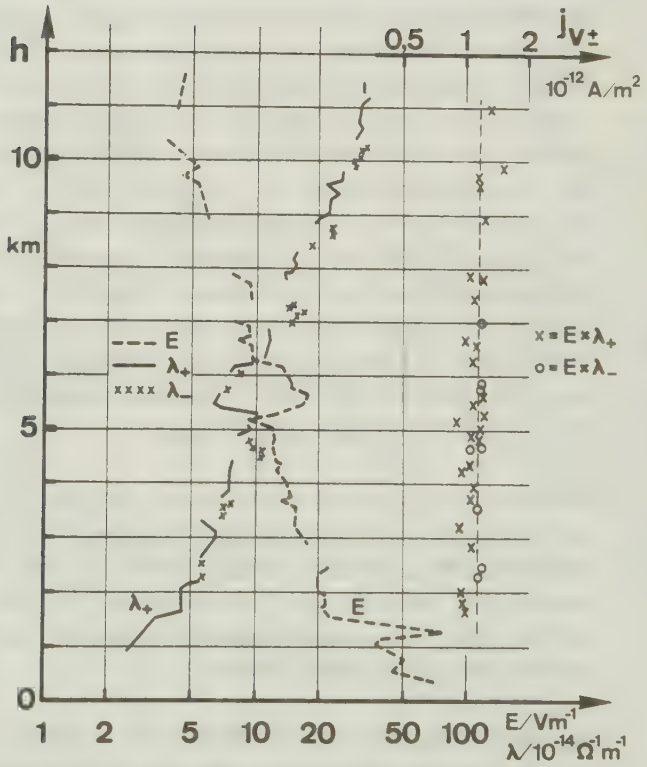


Abb. 30: Polare Vertikalstromdichte $j_{V+} = E \cdot \lambda_+$ und $j_{V-} = E \cdot \lambda_-$, berechnet aus gleichzeitig gemessener Feldstärke E und polarer Leitfähigkeit $\lambda$ in Funktion der Höhe beim Aufstieg $A_2$.

änderte sich jedoch am 25./26. Nov. 1973. Ab diesem Zeitpunkt erreichten das Schiff Luftmassen afrikanischen Ursprungs, in denen im Nordost-Passat Saharastaub transportiert wurde, dessen Höhenverteilung erstmals aus Luftleitfähigkeitssondierungen bestimmt werden konnte (siehe Abschn. 5.6 S.86 ff). Der "kontinentale" Einfluß, der in Abb. 29 durch ein Raster gekennzeichnet ist, reichte im Nordost-Passat bis etwa 2200 km von der westafrikanischen Küste auf den Atlantik hinaus.

Bei insgesamt 5 Radiosondenaufstiegen konnte die Vertikalstromdichte in der freien Atmosphäre aus gleichzeitig gemessener Feldstärke und positiver und negativer Luftleitfähigkeit berechnet werden. Die elektrische Feldstärke in Funktion der Höhe wurde, wie schon bei früheren "Meteor"-Expeditionen (MÜHLEISEN und RIEKERT, 1970) mit einer von MÜHLEISEN und FISCHER (1958) entwickelten Potentialgradient-Radiosonde mit 2 radioaktiven Kollektoren gemessen, die bei den Aufstiegen jeweils 3o m unterhalb der Leitfähigkeitssonde hing. Die Gesamtlänge des Ballongespannes betrug 90 m.

Abbildung 30 zeigt das bei einem Einzelaufstieg ($A_2$) gemessene luftelektrische Feld sowie die positive und negative Leitfähigkeit in Funktion der Höhe. Feld und Leitfähigkeit zeigen deutlich den bei höhenkonstanter Vertikalstromdichte zu erwartenden, zueinander inversen Verlauf, der auch durch eine dünne Wolkenschicht in 6 km Höhe nicht gestört wird. Mit diesen Werten von Feldstärke und Leitfähigkeit läßt sich eine mittlere Vertikalstromdichte von

$$j_v = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ A/m}^2$$

berechnen.

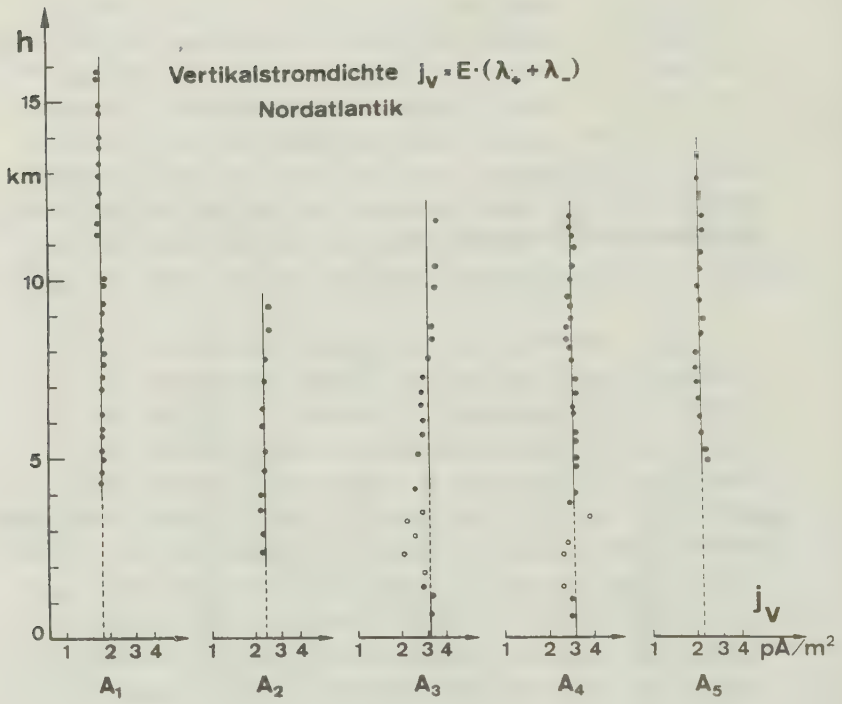


Abb. 31: Vertikalstromdichte in Funktion der Höhe, gemessen bei den fünf Radiosondenaufstiegen $A_i$.
Im folgenden sind jeweils Aufstieg, Datum und Startzeit (GMT) sowie Mittelwert und Streuung der Einzelaufstiege angegeben:

$A_1$: 27.1o.73 $00^{30}$GMT: (1,77 ± 0,05) pA/m²;
$A_2$: 22.11.73 $20^{20}$GMT: (2,35 ± 0,15) pA/m²;
$A_3$: 26.11.73 $14^{40}$GMT: (3,15 ± 0,4 ) pA/m²;
$A_4$: 29.11.73 $11^{35}$GMT: (3,0 ± 0,14) pA/m²;
$A_5$: 4.12.73 $18^{50}$GMT: (2,2 ± 0,1 ) pA/m²;

Die offenen Kreise beim $A_3$ und $A_4$ sind Werte in der eigentlichen Saharastaub-Transportschicht (GRINGEL und MÜHLEISEN, 1978).

In Abbildung 31 sind die einzelnen Höhenprofile der Vertikalstromdichte, berechnet aus den einzelnen Aufstiegsergebnissen, zusammengestellt. Die Streuungen der Werte um den ebenfalls aufgetragenen Mittelwert liegen zwischen 3 % (beim Aufstieg $A_1$) und 6,5 % (beim Aufstieg $A_2$) und betragen nur bei einem Aufstieg ($A_3$) 12,5 % vom jeweiligen Mittelwert.

Die bemerkenswert geringe Streuung von nur 3 % beim 1. Aufstieg ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß bei dieser Messung bei der Potentialgradient-Radiosonde der Abstand zwischen den beiden radioaktiven Kollektoren von sonst 0,5 m auf 2,84 m vergrößert wurde. Damit wurde eine bessere Auflösung bei der Feldmessung erreicht und auch Nullpunktsunsicherheiten wurden wesentlich verringert. Das heißt, je besser die Meßgenauigkeit war, desto weniger wichen die Einzelwerte vom höhenkonstanten Mittelwert der Vertikalstromdichte in der freien Atmosphäre ab.

Ein Vergleich der Werte für die Vertikalstromdichte in der freien Atmosphäre (Abb. 31) mit $j_v$-Werten, die aus kontinuierlichen Messungen der luftelektrischen Feldstärke und der Luftleitfähigkeit an Bord von FS "Meteor" berechnet wurden, war für 3 Aufstiege möglich. Die entsprechenden Werte sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

| Datum | 27.10.73 | 26.11.73 | 4.12.73 |
|---|---|---|---|
| Freie Atmosphäre | | | |
| Zeit (GMT) | $00^{30}$-$01^{30}$ | $14^{40}$-$15^{10}$ | $18^{30}$-$19^{30}$ |
| $j_v/pAm^{-2}$ | 1,77 | 3,15 | 2,2 |
| Aufstieg | $A_1$ | $A_3$ | $A_5$ |
| Bordmessungen | | | |
| Zeit (GMT) | $00^{00}$-$02^{00}$ | $14^{40}$-$15^{[illegible]}$ | $[illegible]^{00}$-$20^{00}$ |
| $j_v/pAm^{-2}$ | 2,57 | 3,2 | 2,3 |

Während der beiden Ballonaufstiege $A_2$ und $A_4$ lagen einmal ($A_4$) wegen eines Defektes für den ganzen Tag keine Bordregistrierungen vor und im anderen Fall ($A_2$) standen keine Daten für Windrichtung und -stärke zur Verfügung, so daß die Meßwerte der Luftleitfähigkeit nicht auf Reinluftbedingungen korrigiert werden konnten (GRINGEL et al., 1978).

Für einen Einzelfall zeigt Abb. 32 die aus Bordmessungen gewonnenen Parameter elektrische Feldstärke, Luftleitfähigkeit und die daraus berechnete Vertikalstromdichte. Ebenfalls ist der $j_v$-Mittelwert in der freien Atmosphäre, gemessen beim Aufstieg $A_3$ am 26.11.1973, zur entsprechenden Zeit eingetragen. Die Übereinstimmung der beiden $j_v$-Werte ist überraschend gut.

Während bei den beiden Aufstiegen $A_3$ und $A_5$ die aus Bordmessungen berechneten Werte für die Vertikalstromdichte über der Wasseroberfläche mit den $j_v$-Werten in der freien Atmosphäre übereinstimmen, ergeben sich für den

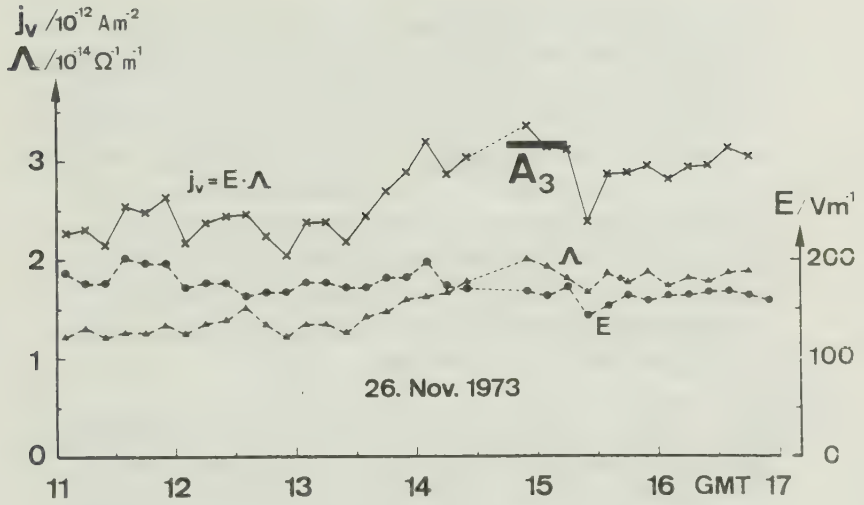


Abb. 32: Elektrisches Feld E und Luftleitfähigkeit $\Lambda$, gemessen an Bord von FS "Meteor" und daraus berechnete Vertikalstromdichte $j_v$. Der Mittelwert von $j_v$ in der freien Atmosphäre, gemessen beim Aufstieg $A_3$, ist für die entsprechende Zeit ebenfalls eingezeichnet.

Zeitraum des Aufstieges $A_1$ am 27.10.1973 Unterschiede. Bei diesem Aufstieg liegt die Leitungsstromdichte an der Wasseroberfläche mit 2,57 pA/m$^2$ um 40 % über dem Wert in der freien Atmosphäre. Vermutlich herrschte bei diesem Aufstieg ein besonders ausgeprägter Elektrodeneffekt, der auf die unteren 10 - 20 Meter beschränkt war. Dadurch könnten über den Austausch Konvektionsströme eingebracht worden sein, die etwa halb so groß wie der Leitungsstrom in der freien Atmosphäre gewesen sein müssen. aber in umgekehrter Richtung geflossen sind.

Eine derartige Erhöhung der Leitungsstromdichte durch Konvektionsströme wurde in den unteren 100 Metern über der Meeresoberfläche auch von KRAAKEVIK (1961) beobachtet. Darüber fand er bis 6 km Höhe ebenfalls einen höhenkonstanten Verlauf der Leitungsstromdichte. Auch aus zahlreichen Flugzeugmessungen der luftelektrischen Feldstärke von MARKSON (1975) läßt sich eine Erhöhung der Leitungsstromdichte, hervorgerufen durch positive Raumladungen und deren vertikalen Transport durch Austauschvorgänge, über der Wasseroberfläche folgern.

OGAWA et al. (1977) fanden bei direkten Strommessungen in der freien Atmosphäre ebenfalls einen höhenkonstanten Vertikalstromverlauf bis zu 30 km Höhe. Bei dieser direkten Strommessung, die auf KASEMIR (1960) zurückgeht, wird der auf eine Antenne (Langdrahtantenne oder Platte) fließende Vertikalstrom direkt gemessen.

## 3.5. Effektive Anlagerungskoeffizienten in der freien Atmosphäre

In Abschnitt 3.1 wurde gezeigt, daß Schichten erhöhter Aerosolteilchenkonzentration in der freien Atmosphäre, bedingt durch die vermehrte Anlagerung von Kleinionen an diese Aerosolpartikel, eine Verringerung der Kleinionenkonzentration und damit auch eine Erniedrigung der Luftleitfähigkeit in diesen Schichten zur Folge haben. Diese Leitfähigkeitserniedrigung $\Delta\lambda$ ist in erster Näherung der Teilchenkonzentration (Gleichung (3.7) S. 29 ) und dem effektiven Anlagerungskoeffizienten proportional.

Bei gemeinsamen Ballonaufstiegen mit Herrn Käselau vom Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität Köln konnten im Aug./und Okt.1976 gleichzeitig die

Luftleitfähigkeit und die Aitkenkernkonzentration in Funktion der Höhe gemessen werden. Die Sonde zur Messung der Aitkenkernkonzentration (Radienbereich: $0{,}01\ \mu m \leq r \leq 0{,}1\ \mu m$) arbeitet nach dem Expansionskammer-Prinzip und ist an anderer Stelle von KÄSELAU et al. (1974) ausführlich beschrieben.

Die Ballonaufstiege selbst wurden von Herrn Dr. Röhrs und Mitarbeitern vom Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel gestartet. Als Trägerballon wurde jeweils ein 8000 $m^3$-Plastikballon der Firma Raven Inc./USA (Gewicht ca. 27 kg) verwendet. Über eine Zeitsteuerung wurde der Plastikballon nach einer vorgewählten Flugdauer abgetrennt und der Abstieg erfolgte am Fallschirm über dem von der Flugsicherung vorgeschriebenen Landegebiet.

Abb. 33 zeigt als Ergebnis des Aufstieges V 76/2 vom 7. August 1976 die Profile der polaren Luftleitfähigkeit $\lambda(h)$ und der Aitkenkernkonzentration Z (h) für den Höhenbereich zwischen 4 und 20 km. Die einzelnen Leitfähigkeitswerte sind Mittelwerte, die aus den entsprechenden Meßintervallen der positiven und negativen Leitfähigkeit von jeweils einer Minute berechnet wurden. Die mittleren Fehler dieser Mittelwerte wurden als Unsicherheit bei der Bestimmung der einzelnen Werte $\Delta\lambda(h)$ und der Berechnung der Werte für den effektiven Anlagerungskoeffizienten ß (h) zugrunde gelegt (Fehlerbalken in Abb. 34 und 35).
Abb. 33 zeigt deutlich, daß im Höhenintervall von 5,5 km bis 7,9 km die Aitkenkernkonzentration gegenüber dem Untergrund, dargestellt durch die gepunktete Kurve, um den Betrag Z'(h) erhöht ist. Im gleichen Höhenbereich nimmt die Luftleitfähigkeit, verglichen mit der,

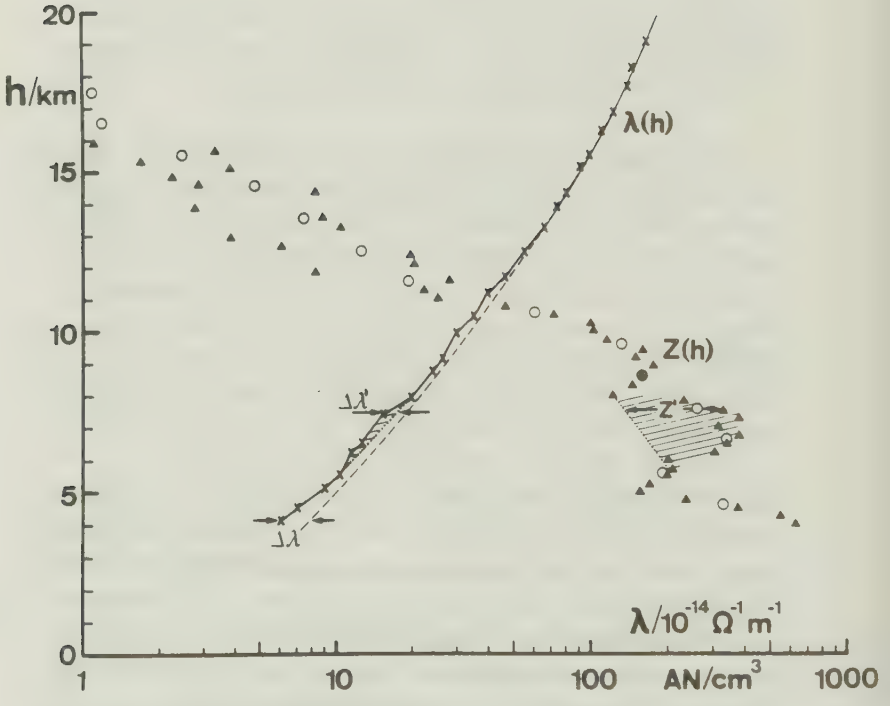


Abb. 33: Polares Leitfähigkeitsprofil $\lambda(h)$ und gleichzeitig gemessene Aitkenkernkonzentration Z(h), gemessen beim Aufstieg V 76/2 am 7. August 1976. Die Leitfähigkeitserniedrigung $\Delta\lambda'$ wurde durch die Erhöhung der Aitkenkernkonzentration Z' gegenüber dem Untergrund verursacht (schraffiert). Die gestrichelte Kurve repräsentiert das berechnete und interpolierte Leitfähigkeitsprofil, wie es ohne Aerosolteilchen gemessen worden wäre. Die offenen Kreise sind Mittelwerte der Aitkenkernkonzentration über jeweils 1km-Intervalle.

aus den benachbarten Werten extrapolierten, gepunkteten Kurve, um den Betrag $\Delta\lambda'$ ab. In der Abbildung sind die entsprechenden Gebiete zur Verdeutlichung schraffiert worden.

Unter der Voraussetzung, daß die Leitfähigkeitserniedrigung durch die Erhöhung der Aitkenkernkonzentration Z'(h) gegenüber dem Untergrund verursacht wurde, lassen sich die entsprechenden Anlagerungskoeffizienten ß (h) gemäß Gleichung (3.7)

$$\beta Z = \Delta\lambda \frac{2\alpha}{e \cdot k} \left( 1 + \frac{\Delta\lambda}{2\lambda} \right)$$

berechnen. Die zugehörigen Werte für den Rekombinationskoeffizienten $\alpha$ (h) wurden Abb. 11 entnommen und die Kleinionenbeweglichkeit k (h) wurde für die entsprechende Höhe nach Gleichung (2.4) mit einer reduzierten Beweglichkeit von $k_o = 1{,}3\ cm^2/Vs$ berechnet.

Für die Höhe von 7,4 km erhält man so mit den Werten $\Delta\lambda' = 2 \cdot 10^{-14} \Omega^{-1} m^{-1}$ und $Z' = 200\ AK/cm^3$ einen effektiven Anlagerungskoeffizienten von

$$\beta_{7,4\ km} = 7{,}5 \cdot 10^{-6}\ cm^3/s.$$

Mit diesen, für das Höhenintervall von 5,5 bis 7,9 km berechneten, effektiven Anlagerungskoeffizienten und unter der Annahme, daß diese Koeffizienten nicht nur für die Konzentrationserhöhungen Z'(h) sondern auch für die Gesamtkonzentration der Aitkenkerne Z(h) Gültigkeit haben, konnten die Werte der Luftleitfähigkeit für diese Höhen berechnet werden.

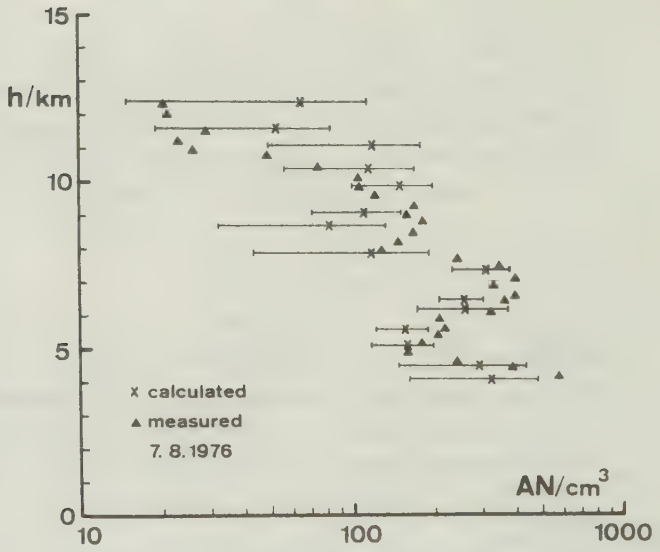


Abb. 34: Vergleich von direkt gemessener Aitkenkernkonzentration und der aus Leitfähigkeitserniedrigungen $\Delta\lambda$ berechneten Teilchenkonzentration (Aufstieg V 76/2, Einzelheiten s. Text).

die in aerosolfreier Atmosphäre zu beobachten gewesen wären. Mit diesen berechneten Leitfähigkeitswerten für aerosolfreie Atmosphäre und dem gemessenen Leitfähigkeitsprofil oberhalb von 13 km Höhe, das wegen der geringen Aitkenkernkonzentration von weniger als 10 AK/cm$^3$ praktisch ebenfalls als Leitfähigkeitsprofil in aerosolfreier Atmosphäre angesehen werden kann, wurde das ungestörte Luftleitfähigkeitsprofil zwischen 4 km und 13 km Höhe interpoliert, das ohne Aitkenkerne vorhanden wäre. Dies ungestörte Profil ist in Abb. 33 als gestrichelte Kurve eingezeichnet.

Mit den Leitfähigkeitserniedrigungen $\Delta\lambda$ aus Abb. 33, verursacht durch die Aitkenkerne, konnten die einzelnen Werte für das Produkt $\beta \cdot Z$ für den Höhenbereich von 4 km bis 13 km berechnet werden. Mit theoretischen Anlagerungskoeffizienten $\beta_{th}(r,h)$ für einen Teilchenradius von 0,07 µm nach ZIKMUNDA und MOHNEN (1972) wurde aus obigen Werten $\beta Z$ die Aitkenkernkonzentration berechnet. Abb. 34 zeigt die aus der Leitfähigkeit berechneten Werte und zum Vergleich die direkt gemessenen Aitkenkernkonzentrationen. Bis 10 km Höhe stimmen die gemessenen und berechneten Werte überein, während darüber die berechneten Aitkenkernkonzentrationen höher liegen.

Um experimentelle Werte für die effektiven Anlagerungskoeffizienten $\beta_{exp}(h)$ zu erhalten, wurden die aus $\Delta\lambda$ bestimmten Werte $\beta Z$ durch die beim selben Aufstieg in der entsprechenden Höhe gleichzeitig gemessenen Aitkenkernkonzentrationen dividiert. Abb. 35 zeigt als Ergebnis die Werte $\beta_{exp}(h)$ der beiden Ballonaufstiege V 76/2 und V 76/3 vom 7. August 1976 bzw. vom 23. Oktober 1976 zusammen mit theoretischen Werten $\beta_{th}(r,h)$ für verschiedene Teilchenradien nach ZIKMUNDA und

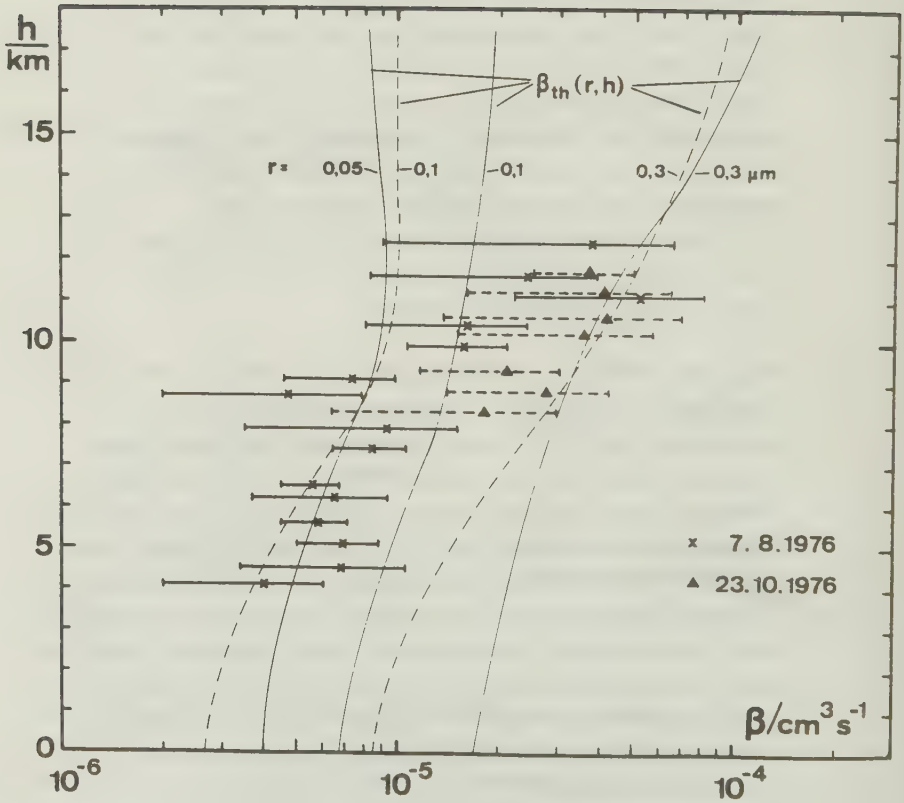


Abb. 35: Effektive Anlagerungskoeffizienten ß, berechnet aus gleichzeitig gemessener Luftleitfähigkeit und Aitkenkernkonzentration in Funktion der Höhe. Die Fehlerbalken resultieren aus der Unsicherheit bei der Bestimmung von $\Delta\lambda$. Die Kurven $ß_{th}(r,h)$ sind theoretisch berechnete Anlagerungskoeffizienten für verschiedene Aerosolteilchenradien r nach Zikmunda und Mohnen (1972) (—) und nach Hake, Pierce und Viezee (1973) (---).

MOHNEN (1972) und nach HAKE, PIERCE und VIEZEE (1973). Über 13 km Höhe lagen bei beiden Aufstiegen die Aitkenkernkonzentrationen unter 10 AK/$cm^3$, das heißt die entsprechenden Leitfähigkeitserniedrigungen $\Delta\lambda$ waren zu klein, um effektive Anlagerungskoeffizienten berechnen zu können.

Ein erster Vergleich der experimentell gewonnenen Anlagerungskoeffizienten $\beta_{exp}(h)$ mit den Werten $\beta_{th}(r,h)$, die auf theoretischem Weg von anderen Autoren abgeleitet worden sind, zeigt nach Abb. 35, daß beide Werte in derselben Größenordnung liegen.

Bei dem Ballonaufstieg vom 23. Oktober 1976 wurden insgesamt etwas höhere Werte $\beta_{exp}(h)$ (▲) gefunden als bei der ersten Sondierung. Bei diesem 2. Aufstieg lagen allerdings die direkt gemessenen Aitkenkernkonzentrationen ungewöhnlich niedrig, wie ein Vergleich mit den Profilen anderer Autoren in Abb. 8 zeigt. Die Konzentrationswerte nahmen von nur 70 Kernen/$cm^3$ in 8 km Höhe auf Werte von 50 Kernen/$cm^3$ in 12 km Höhe ab. Es kann nicht mit Sicherheit entschieden werden, ob bei diesen niedrigen Konzentrationen der mittlere Aerosolteilchenradius größer ist als bei "normalen" Konzentrationswerten von einigen Hundert Kernen/$cm^3$.

Bei der Sondierung vom 7. August 1976 entsprechen im Höhenbereich zwischen 4 km und 10 km die experimentell bestimmten Anlagerungskoeffizienten $\beta_{exp}(h)$ den theoretischen Werten von ZIKMUNDA und MOHNEN (1972) für effektive Teilchenradien zwischen 0,05 $\mu$m und 0,1 $\mu$m. Über 10 km Höhe, wo die Aitkenkernkonzentration auf Werte kleiner 70 Kerne/$cm^3$ abnimmt, werden die experimentellen Werte $\beta_{exp}(h)$ größer und entsprechen in diesem Höhenbereich den theoretischen Werten für einen effektiven Teilchenradius von etwa 0,2 $\mu$m. Damit zeigt sich auch hier die gleiche

Tendenz, wie bei den Ergebnissen vom 23.10.76, daß mit kleiner werdenden Aitkenkernkonzentrationen der effektive Teilchenradius beim Vergleich mit theoretischen Kurven größer wird.

Nach gleichzeitigen Messungen der Aitkenkernkonzentration und der Konzentration größerer Aerosolteilchen mit Radien größer 0,15 µm und größer 0,25 µm von ROSEN (1974) und von HOFMANN et al. (1975) muß auch die Möglichkeit in Betracht gezogen werden, daß bei kleinen Aitkenkernkonzentrationen die größeren Aerosolteilchen bei der Bestimmung von $\beta_{exp}(h)$ nicht vernachlässigt werden dürfen. Das Vorhandensein größerer Aerosolpartikel neben den Aitkenkernen vergrößert den mittleren, für die Anlagerung von Kleinionen wirksamen, effektiven Teilchenradius.

Ein Vergleich der experimentellen Anlagerungskoeffizienten $\beta_{exp}(h)$ mit den theoretischen Werten von HAKE et al. (1973), die auf einer Erweiterung einer Arbeit von WHIPPLE (1975) beruhen, zeigt, daß die experimentellen Werte zwischen den theoretischen Kurven (---) für 0,1 µm und 0,3 µm Teilchenradius liegen. In Höhen über 10 km tendieren die Werte $\beta_{exp}(h)$ ebenfalls zu den theoretischen Werten, die den größeren Teilchenradius entsprechen

## 5.6. Saharastaubtransport in der Troposphäre über dem Nordatalantik

Während der Nordatlantik-Expedition des Forschungsschiffes "Meteor" 1973 erreichten das Schiff auf der Strecke Karibik - Kap Verdische Inseln (siehe Fahrtroute in Abb. 29 S. 7o ) am 25./26. Nov. 1973 Luftmassen afrikanischen Ursprungs, in denen im Nordost-Passat Saharastaub transportiert wurde (GRINGEL und

MÜHLEISEN, 1978). Ein visuell beobachteter Staubfall auf Deck am Morgen des 26.11.1973 war nach eigenen Messungen durch ein markantes Minimum der Normsichtweite von 6 km und nach Messungen von SCHÜTZ und JAENICKE (1976) durch einen Anstieg der Aerosolteilchenkonzentration im Radiusbereich $0,3\ \mu m < r < 3\ \mu m$ auf etwa den 8-fachen Werte des Vortages gekennzeichnet.

In diesem Zeitraum des Sahara-Passats konnten 2 Radiosondenaufstiege etwa 2200 km und 1400 km vor der afrikanischen Küste gestartet werden (Aufstiege $A_3$ und $A_4$ in Abb. 29 und Abschnitt 5.4), bei denen die Luftleitfähigkeit bis ca. 10 km Höhe gemessen wurde. Die beiden Luftleitfähigkeitsprofile vom 26.11. ($A_3$) bzw. 29.11.1973 ($A_4$) sind in Abb. 36 und Abb.37 dargestellt. Charakteristisch für die beiden Profile ist die starke Erniedrigung der Luftleitfähigkeit gegenüber dem Normalverlauf (gestrichelte Kurve) in der unteren Troposphäre. Diese Leitfähigkeitserniedrigung $\Delta\lambda$ deutet nach den vorhergegangenen Abschnitten auf einen sehr hohen Aerosolteilchengehalt der Luft in einer Schicht zwischen 1,7 km (bzw. 1,2 km) Höhe und 3,7 km Höhe hin. Es wurde beobachtet, daß Wolken als etwaige Ursache dafür auszuschließen waren.

Die gleichzeitig an Bord von FS "Meteor" gemessenen Aerosoldaten sowie die synoptischen Beobachtungen lassen nur den Schluß zu, daß für diese Leitfähigkeitsverminderung Saharastaub verantwortlich war, der vor allem über der Passatinversion von Afrika quer über den Atlantik bis hin zur Karibik transportiert wird. Diese Erklärung wird auch gestützt durch Filtermessungen in der Saharastaubschicht selbst vom Flugzeug aus von CARLSON und PROSPERO (1972) während BOMEX 1969 sowie durch ein Saharastaubtransportmodell von SCHÜTZ (1976).

Während sich die Unter- und Obergrenze dieser Saharastaubschicht aus den Leitfähigkeitsprofilen in den Abbildungen 36 und 37 direkt entnehmen lassen, müssen für eine Berechnung der Saharastaubkonzentration aus der durch sie verursachten Leitfähigkeitserniedrigung $\Delta\lambda$ nach Gleichung 3.7 Annahmen über die Aerosolgrößenverteilung gemacht werden.

Bei Messungen vom Flugzeug aus, ebenfalls während BOMEX 1969, konnte ALLEE (1974) zeigen, daß die Aitkenkernkonzentration von etwa 300 Kernen/$cm^3$ in 300 Meter Höhe über der Wasseroberfläche in der eigentlichen Saharastaubsicht zwischen 1,2 km und 3 km Höhe keineswegs stark zunahm, sondern sogar erwas geringer wurde. Dies bedeutet im vorliegenden Fall, daß die Leitfähigkeitserniedrigungen in Abb. 36 und Abb.37 nicht durch Aitkenkerne, sondern nur durch die zusätzlichen Saharastaubteilchen mit Radien größer als 0,1 µm in diesem Höhenbereich verursacht worden sind.

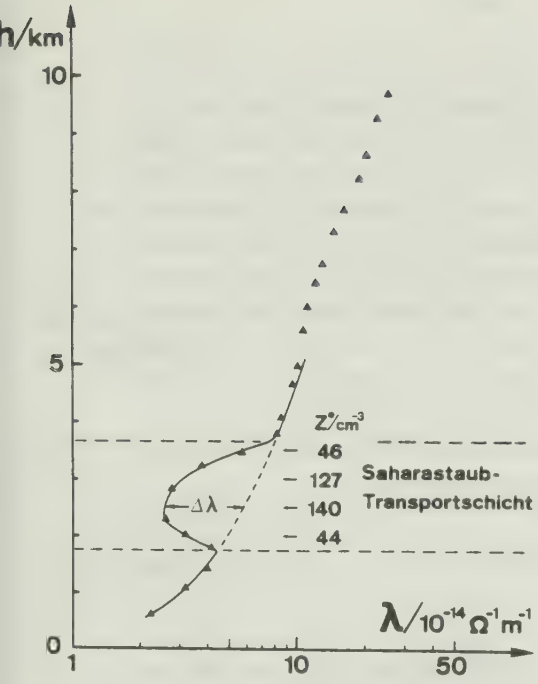


Abb. 36: Höhenprofil der polaren Luftleitfähigkeit und aus der Luftleitfähigkeitserniedrigung berechnete Saharastaubkonzentrationen Z* in der Haupttransportschicht 2200 km vor Westafrika.

▲ Mittelwerte positiver bzw. negativer Leitfähigkeit,

--- ungestörter Leitfähigkeitsverlauf.

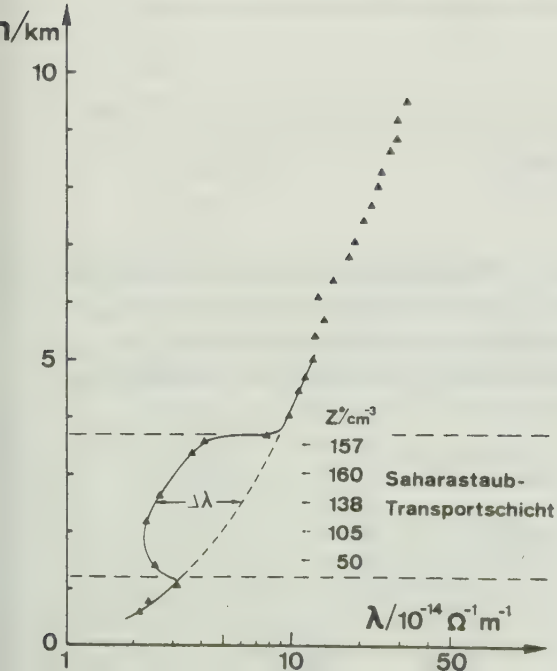


Abb. 37: Wie Abb. 36, jedoch in 1400 km Abstand vor Westafrika.

Um aus den nach Gleichung 3.7 berechneten Werten für die "Gesamt-Kleinionenvernichtung" $\beta \cdot Z$ die Saharastaubkonzentration selbst angeben zu können, müssen Annahmen über dessen Größenverteilung gemacht werden, da die entsprechenden Anlagerungskoeffizienten $\beta(r,h)$ vom Teilchenradius r und auch von der Höhe h abhängen. Die für die vorliegenden Berechnungen verwendeten und in Tabelle 4 dargestellten Koeffizienten gelten für eine Höhe von 2,5 km und sind von ZIKMUNDA und MOHNEN (1972) angegeben worden.

Die "Gesamt-Kleinionenvernichtung" $\beta \cdot Z$ läßt sich damit näherungsweise in der Form

$$\beta Z = \sum_i \beta(r_i) \cdot Z(r_i) \qquad (5.5)$$

darstellen, wobei

$\beta(r_i)$ der Anlagerungskoeffizient im i-ten Radiusintervall (vergl. Tabelle 4) und

$Z(r_i)$ die Aerosolteilchenkonzentration in diesem Radiusintervall ist.

Als ein effektiver Anlagerungskoeffizient $\bar{\beta}$ läßt sich dann

$$\bar{\beta} = \frac{\sum_i \beta(r_i) \cdot Z(r_i)}{\sum_i Z(r_i)} \qquad (5.6)$$

definieren. Mit diesem effektiven Anlagerungskoeffizienten $\bar{\beta}$ ist man dann in der Lage, aus der "Gesamt-Kleinionenvernichtung" $\beta \cdot Z$ (mit Hilfe von Gleichung (3.7) aus der Leitfähigkeitserniedrigung $\Delta\lambda$ berechnet) die Gesamtstaubkonzentration

$$Z^* = \sum_i Z(r_i) = \beta \cdot Z / \bar{\beta} \qquad (5.7)$$

anzugeben.

Zur Bestimmung des effektiven Anlagerungskoeffizienten $\bar{\beta}$ dienten Messungen der Saharastaubgrößenverteilung von Jaenicke, Junge und Kanter (1971) an der Wasseroberfläche unter der Voraussetzung, daß diese Größenverteilung, die ebenfalls in Tabelle 4 dargestellt ist, auch in der eigentlichen Saharastaub-Transportschicht zwischen 1,5 km und ca. 4 km Höhe im vorliegenden Fall angenähert dieselbe ist.

Tabelle 4: Größenverteilung des Saharastaubes und entsprechende Anlagerungskoeffizienten im Größenbereich $0,1\ \mu m < r \leq 10\ \mu m$.

| Radiusintervall $r_i$ | $Z(r_i) / Z^*$ | $\beta(r_i)_{2,5\ km}$ |
|---|---|---|
| $0,1\ \mu m < r_1 \leq 0,3\ \mu m$ | 14 % | $12 \cdot 10^{-6}\ cm^3 s^{-1}$ |
| $0,3\ \mu m < r_2 \leq 1\ \mu m$ | 67,7 | 33· " |
| $1\ \mu m < r_3 \leq 3\ \mu m$ | 17,7 % | 120· " |
| $3\ \mu m < r_4 \leq 10\ \mu m$ | 0,6 % | 300· " |

Als effektiven Anlagerungskoeffizienten erhält man dann nach Gleichung (5.6) und mit der angegebenen Größenverteilung $\bar{\beta} = 47 \cdot 10^{-6}\ cm^3 s^{-1}$, entsprechend einem für die Anlagerung wirksamen mittleren Teilchenradius von $\bar{r}_{An} = 0,8\ \mu m$.

Die mit obigem Anlagerungskoeffizienten $\bar{\beta}$ berechneten Saharastaubkonzentrationen $Z^*$ im Radiusbereich von $0,1\ \mu m < r \leq 10\ \mu m$ betragen etwa 100 Teilchen $/cm^3$ und sind jeweils für 0,5 km Höhendifferenz ebenfalls in Abb. 36 und Abb. 37 aufgetragen.

Mit einem mittleren, volumenbezogenen Teilchenradius von

$$\bar{r}_{Vol} = \left(\sum_i Z(r_i) \cdot r_i^3 / Z^*\right)^{1/3} = 1,1\ \mu m \qquad (5.8)$$

sowie einem spezifischen Gewicht für Mineralstaub von $\rho = 2{,}6\ g/cm^3$ lassen sich diese Saharastaubteilchenkonzentrationen in die entsprechenden Massenkonzentrationen umrechnen. In Tabelle 5 sind diese über die Gesamthöhe der Saharastaubschicht gemittelten Werte dargestellt, ebenso wie die jeweils pro Quadratmeter vertikaler Säule in der Staubschicht transportierte Gesamtmenge Saharastaub.

Tabelle 5: Staubkonzentrationen und Höhe der Saharastaubschicht, ermittelt aus Luftleitfähigkeitsmessungen.

| Datum | Küstenabst. | Höhe der Staubschicht | Mittlere Staubmassenkonzentration | Gesamtstaub pro Quadratmeter vertikaler Luftsäule |
|---|---|---|---|---|
| 29.11.73 | 1400 km | 1,2 km-3,7 km | 1600 $\mu g/m^3$ | 4 g |
| 26.11.73 | 2200 km | 1,7 km-3,7 km | 1200 $\mu g/m^3$ | 2,5 g |

Im "Täglichen Wetterbericht" D 20873 A, dem "Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes" wird für den 25., 26. und 27. November 1973 $00^{oo}$GMT Sandsturm in der südlichen Sahara jeweils in den letzten 24 Stunden gemeldet. Unter der Voraussetzung, daß sich der Saharastaubtransport zwischen den beiden Radiosondenaufstiegen nicht geändert hat, bedeutet dies:

Zwischen den beiden Aufstiegen sind auf einem Weg von 800 km Länge von dem ursprünglich bei 1400 km Küstenabstand noch vorhandenen Gesamtstaub ca. 1,5 $g/m^2$ Luftsäule oder etwa 35 % ausgefallen. Dieser Wert bestätigt die Modellrechnungen von SCHÜTZ und JAENICKE (1976).

Mit einer von obigen Autoren angegebenen mittleren zonalen Windverteilung von Sal/Kap-Verdische-Inseln (in den Jahren 1951-1960), einer mittleren Transportbreite von 1000 km und einer mittleren Sandsturmhäufigkeit von 3-4 Tagen pro Monat läßt sich anhand der eigenen Leitfähigkeitsmessungen und der daraus berechneten Saharastaubkonzentrationen abschätzen, daß in 1500 bis 2000 km Abstand von der westafrikanischen Küste jährlich noch etwa 35 bis 50 Millionen Tonnen Saharastaub über den Nordatlantik transportiert werden. Dieser Wert deckt sich auch mit den Angaben von SCHÜTZ und JAENICKE (1976).

## 6. ZUSAMMENFASSUNG

Die Schwerpunkte der vorliegenden Arbeit bildeten zum einen die Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft in Funktion der Höhe bei unterschiedlicher solarer Aktivität und zum anderen die experimentelle Bestimmung von effektiven Anlagerungskoeffizienten ß aus gleichzeitigen Messungen der Luftleitfähigkeit und der Aitkenkernkonzentration in der freien Atmosphäre. Schließlich sollte aufgezeigt werden, ob und inwieweit sich Luftleitfähigkeitsmessungen als Indikator für Aerosol in der freien Atmosphäre verwenden lassen.

Bei insgesamt 32 erfolgreichen Ballonaufstiegen wurde die erwartete starke Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe beobachtet. Die relative Leitfähigkeitszunahme wird mit zunehmender Höhe bis etwa 10 km geringer und bleibt darüber bis zur erreichten Gipfelhöhe von 35 km konstant.

Drei Leitfähigkeitsprofile, die in Zeiten stark erhöhter Sonnenaktivität gemessen wurden, zeigten

oberhalb von 12 km bzw. 16 km Höhe deutlich niedrigere Werte als das mittlere Profil bei ruhigen solaren Bedingungen. Im Extremfall betrug am 8. August 1972 die Ionisationsrate durch die kosmische Strahlung in 12 km Höhe nur 70 % und nahm bis 32 km Höhe auf 45 % der Ionisationsrate bei ruhiger Sonne ab.

Das Verhältnis von positiver zu negativer Leitfähigkeit ändert sich im Verlauf der Höhe. Während in der Troposphäre die negative Leitfähigkeit im Mittel um 14 % höher ist als die positive, sind zwischen 15 km und etwa 20 km Höhe die Werte für beide Polaritäten gleich groß. Über 20 km Höhe ist die negative Leitfähigkeit im Mittel etwas geringer (5 %) als die positive Leitfähigkeit. Unter Voraussetzung gleicher Konzentrationen negativer und positiver Kleinionen gilt dies analog für die Beweglichkeiten der negativen und positiven Kleinionen.

Bei 5 Aufstiegen über dem Nordatlantik wurde neben den polaren Leitfähigkeiten auch die luftelektrische Feldstärke gemessen. Die daraus berechneten Profile der vertikalen Leitungsstromdichte zeigen zwischen 1 km und 16 km Höhe den erwarteten höhenkonstanten Verlauf. Die Mittelwerte der Vertikalstromdichte lagen bei den einzelnen Aufstiegen zwischen 1,77 $pA/m^2$ und 3,15 $pA/m^2$. Diese Werte schwanken um etwa $\pm$ 25 % um eine mittlere Vertikalstromdichte von 2,5 $pA/m^2$; diese Schwankungen werden vor allem durch den Tagesgang und die Tag-zu-Tag Variation des Ionosphärenpotentials $V_I$ verursacht.

Gleichzeitige Messungen der Leitfähigkeit und der Aitkenkernkonzentration bei 2 Ballonaufstiegen, gemeinsam mit Herrn Käselau, Köln, gestatteten es, effektive Anlagerungskoeffizienten ß für die Anlagerung von Kleinionen an Aitkenkerne für den Höhenbereich

zwischen zwischen 5 km und 13 km erstmals experimentell zu bestimmen. Die Werte $ß_{exp}(h)$ stimmen für Höhen bis 10 km und Aitkenkernkonzentrationen über 100 Kerne/$cm^3$ mit theoretischen Werten von ZIKMUNDA und MOHNEN (1972) für einen effektiven Teilchenradius von 0,07 µm gut überein. Die Anlagerungskoeffizienten $ß_{exp}(h)$ liegen in diesem Bereich zwischen $4 \cdot 10^{-6}$ $cm^3/s$ und $1o^{-5} cm^3/s$. Für größere Höhen und Aitkenkernkonzentrationen unter 100 Kerne/$cm^3$ tendieren die Werte $ß_{exp}(h)$ zu theoretischen Werten, die größeren Teilchenradien (ca. 0,2 µm) entsprechen.

Aus zwei über dem Nordatlantik gemessenen Leitfähigkeitsprofilen konnten Abschätzungen des Saharastaubteilchen-Transports und dessen Höhenverteilung gemacht werden. In 1400 km bzw. 2200 km Abstand von der westafrikanischen Küste wurden in einer Schicht zwischen 1,2 km (bzw. 1,7 km) und 3,7 km Höhe etwa 100 Staubteilchen pro $cm^3$ oder 1600 µg Staub pro $m^3$ Luft (bzw. 1200 $µg/m^3$ Luft) gefunden. Daraus errechnet sich eine Gesamtstaubmenge von 4 g (bzw. 2,5 g) Saharastaub pro Quadratmeter vertikaler Luftsäule. Mit diesen Ergebnissen, die gut zu Modellvorstellungen aufgrund von Bordmessungen und Beobachtungen vom Schiff aus passen, konnte gezeigt werden, daß mit Luftleitfähigkeitsmessungen Informationen über den Aerosolgehalt in der freien Atmosphäre gewonnen werden können.

Es soll an dieser Stelle aber nochmals betont werden, daß sich im allgemeinen keine spezifischen Angaben über das Aerosol selbst machen lassen, da der Koeffizient für die Anlagerung von Kleinionen an Aerosolteilchen vom Radius und Ladungszustand des Aerosols abhängt. Demgegenüber sind aber Radiosonden zur Leitfähigkeitsmessung und die Aufstiege selbst wesentlich billiger als die viel schwereren Sonden zur direkten Messung der

Aerosolteilchenkonzentration, deren Start aus Gründen der Flugsicherheit nur unter sehr engen Beschränkungen erfolgen kann. In der Praxis sind Luftleitfähigkeitsmessungen als Aerosolmonitoren für gewisse Fragestellungen durchaus denkbar. Dies gilt insbesondere für Aufstiegsserien, die nach dem ersten Erkennen hoher Aerosolteilchenkonzentrationen- wie etwa hoher Aitkenkernkonzentrationen an der Tropopause - Aussagen über das Auftreten und die zeitliche Dauer solcher Schichten, etwa in Abhängigkeit von der großräumigen meteorologischen Situation, geben könnten.

---

Herrn Prof. Dr. R. Mühleisen möchte ich an erster Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein stetig förderndes Interesse sowie für zahlreiche wertvolle und kritische Diskussionen danken.
Die Entwicklung und Fertigung der Radiosonden sowie die Ballonaufstiege selbst in Weißenau und bei verschiedenen Expeditionen waren nur möglich durch die Gewährung von Beihilfen durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft, der dafür auch an dieser Stelle gedankt sei.
Nicht zuletzt gilt mein Dank allen ehemaligen und jetzt noch tätigen Mitarbeitern der Außenstelle Weißenau des Astronomischen Institutes der Universität Tübingen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

7. LITERATUR

Allee, P.A. (1974): Atmospheric particulate concentrations measured over the Atlantic Ocean during the 1969 BOMEX-Experiment. - Journ. Rech. Atm. VIII, 947-954.

Arnold, H.R. and E.T. Pierce (1963): The Ionosphere below 100 km (D-Region): A Simple Model. - Research Memorandum 11, Contract DA-36-039 SC-87197, SRI Project 36 70, Stanford Research Institute, Menlo Park, California.

Blackwood, O. (1920): The existence of homogeneous groups of large ions. - Phys. Rev., 16, 85-101.

Cadle, R.D. and G. Langer (1975): Stratospheric Aitken particles near the tropopause. - Geophys. Res. Lett., 2, 329-332.

Carlson, T.N. and J.M. Prospero (1972): The largescale movement of Saharan air outbreaks over the Northern Equatorial Atlantic. - Journ. Appl. Met., 11, 283-297.

Everling, E. und A. Wigand (1921): Spannungsgefälle und vertikaler Leitungsstrom in der freien Atmosphäre nach Messungen bei Hochfahrten im Freiballon. - Ann. Phys., 66, 261-282.

Fischer, H.J. (1962): Die elektrische Spannung zwischen Ionosphäre und Erde. - Dissertation, Universität Stuttgart.

Forbush, S.E. (1954): World-wide cosmic-ray variations, 1937-1952.-Journ. Geoph. Res., 59/4,525-542.

Gerdien, H. (1903): Die absolute Messung der elektrischen Leitfähigkeit und der spezifischen Ionengeschwindigkeit in der Atmosphäre. - Physik. Z., 4, 632-635.

Gish, O.H. and K.L. Sherman (1936): Electrical conductivity of air to an altitude of 22 km. - Nat. Geogr. Soc., Techn. Papers, Stratosphere Series Nr. 2, 94-116, (Washington 1936).

— (1944): Evaluation and interpretation of the columnar resistance of the atmosphere. - Terr. Magn. 49, 159-168.

Hake jr., R.D., E.T. Pierce and W. Viezee (1973): Stratospheric Electricity. - Stanford Research Institute, Project 1724. Prepared for: Office of Naval Research Dept. of the Navy, Arlington, Virginia 22217, Contract N 00014-72-C-0259.

Hofmann, D.J., J.M. Rosen, T.J. Pepin and K.G. Pinnick (1975): Stratospheric aerosol measurements I: Time variations at northern mid-latitudes. - Journ. Atmos. Sci., 32, 1446-1456.

Hoppel, W.A. and J.H. Kraakevik (1965): The mobility of tropospheric ions above the exchange layer. - Journ. Atm. Sciences 22/5, 509-517.

— (1969): Application of three body recombination and attachment coefficients to tropospheric ions. - PAGEOPH, 75, 158-166.

— , J.E. Dinger and R.E. Ruskin (1973): Vertical profiles of CCN at various geographical locations. - Journ. Atm. Sci., 30, 1410-1420.

Ikebe, Y. (1970): Evaluation of the total ionization in the lower atmosphere. - Journal of Earth Sciences, Nagoya University 18/1, 85-121.

Ishikawa, H., Y. Morita, M. Takagi and A. Iwata (1969): Balloon measurements of small ion density and electric conductivity in the stratosphere. - Proc. Res. Inst. Atmospherics, Nagoya University, 16, 143-154.

Israel, H. (1957): Atmosphärische Elektrizität Teil 1: Grundlagen, Leitfähigkeit, Ionen. - Akad. Verlagsanstalt, Leipzig.

Jaenicke, R., Ch. Junge und H.J. Kanter (1971): Messungen der Aerosolgrößenverteilung über dem Atlantik. - "METEOR"-Forschungsergebnisse, Reihe B, No. 7, 1-54.

Junge, C.E., C.W. Chagnon and J.E. Manson (1961): Stratospheric aerosols. - J. Meteor., 18, 81-108.

Käselau, K.H., P. Fabian and H. Röhrs (1974): Measurements of aerosol concentration up to a height of 27 km. - PAGEOPH, 112/6, 877-885.

Kasemir, H. (1960): A radiosonde for measuring the air-earth current density. - UGGI-Konferenz (Helsinki, 1960). USASRDL Technical Report 2125.

Koenigsfeld, L. et Ph. Piraux (1951): Un nouvel électromètre portatif pour la mésure des charges électrostatiques par système électronique. Son application à la mésure du potentiel atmosphérique et à la radiosonde.- Mem. Inst. Roy. Met. Belg., 45, 2-25.

Kraakevik, J.H. (1961): Measurements of current density in the fair weather atmosphere. - Journ. Geoph. Res., 66/11, 3735-3748.

Kroening, J.L. (1960): Ion-density measurements in the stratosphere. - Journ. Geoph. Res., 65, 146-151.

Linke, F. (1904): Luftelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten. - Abh. K. Ges. Wiss. Göttingen, Neue Folge, Math.-Phys. Kl. 3.

Loeb, L.B. (1961): Basic processes of gaseous electronics.- University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 2nd edition.

Lüdeling, G. (1903): Ill. aeron. Mitt. 7, 321.

Lugeon, J. (1960): Mesures au sol et radiosondages d'électricité atmosphérique. - UGGI-Konferenz (Helsinki 1960).

Lutz, K. (1904): Dissertation, Techn. Hochschule, München.

Markson, R. (1975): Atmospheric electrical detection of organized convection. - Science, 188, 1171.

Mohnen,V.A.(1969): On the nature of the tropospheric ions. - In: S.C. Coroniti and J. Hughes: Planetary electrodynamics. Vol. I. Gordon and Breach (N.Y./London 1969).

— (1971): Discussion of the formation of major positive and negative ions up to the 50 km level. - PAGEOPH, 84, 141-153.

Morita, Y. (1973): Studies on the temporal and spatial variations of atmospheric electric parameters and their relation to atmospheric pollution. - Dissertation, Nagoya University.

Mühleisen, R. und H.J. Fischer (1958): Radiosonden für luftelektrische Messungen. - ATM V, 312-4, 229-232.

— — (1968): Das elektrische Feld in der freien Atmosphäre. - Abschlußbericht, Teil II. - Selbstverleger (Weissenau, 1968).

— und H. Riekert (1970): Luftelektrische Messungen auf dem Meer - Ergebnisse von der Atlantischen Expedition 1969. Teil III: Untersuchungen zum Elektrodeneffekt beim luftelektrischen Feld über dem Meer und die Konsequenzen für den globalen luftelektrischen Stromkreis. - "METEOR"-Forsch. Ergebn., R. B, 5, 46-51, (Borntraeger, Berlin).

Natanson, G.L. (1959): The theory of volume recombination of ions (engl. translation). - Soviet Physics - Techn. Phys., 4, 1263-1269.

— (1960): On the theory of the charging of amicroscopic aerosol particles as a result of capture of gas ions (engl. translation). - Soviet Physics - Techn. Phys., 5, 538-551.

Neher, H.V. (1961): Cosmic-ray knee in 1958. - Journ. Geoph. Res., 66, 4007-4012.

— (1967): Cosmic-ray particles that changed from 1954 to 1958 to 1965. - Journ. Geoph. Res., 72, 1527-1539.

Ogawa, T., Y. Tanaka, H. Huzita and M. Yasuhara (1977): Three-dimensional electric fields and currents in the stratosphere. - In: H. Dolezalek and R. Reiter, edts., Electrical Processes in Atmospheres (Steinkopff, Darmstadt 1977), 552-556.

Paltridge, G.W. (1965): Experimental measurements of the small ion density and electrical conductivity of the stratosphere. - Journ. Geoph. Res., 70, 2751-2761.

— (1966): Stratospheric small ion density measurements from a high-altitude jet aircraft. - Journ. Geoph. Res., 71, 1945-1952.

Podzimek, J., W.A. Sedlacek and J.B. Haberl (1975): Aircraft measurements of Aitken nuclei in the lower stratosphere.- Rep. to ONR under Contract N 00014-75-C-0413, U.S. Dept. of Transportation, CIAP; Techn. Rep., Graduate Center Cloud Physics Res., University of Missouri - Rolla, 51 pp.

Regener, E. und R. Auer (1934): Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre mit offenen Ionisationskammern. - Phys. Zeitschrift, 35/19, 784-788.

Riekert, H. (1971): Untersuchungen zur Beweglichkeit der Kleinionen in der freien Atmosphäre. - Dissertation (Tübingen, 1971).

Rosen, J.M. (1974): An airborne condensation nuclei counter. - Final and Annual Report No. CN-2, Dept. of Physics and Astronomy, University of Wyoming.

— and Y. Morita (1974): The 1974 Japan - U.S. cooperative balloon soundings September (1974). - University of Wyoming, Report GM-24 (CIAP).

— and D.J. Hofmann (1975): The influence of CN and aerosols on the small ion concentration in the free atmosphere. - Report No. GM-31, Dept. of Physics and Astronomy, University of Wyoming.

— — (1977): Balloonborne measurements of condensation nuclei. - Journ. Appl. Met., 16/1, 56-62.

Schaefer, V.J. (1973): High concentrations of condensation nuclei in the lower stratosphere. - Journ. Rech. Atm., 7, 161-165.

Schütz, L. (1976): Die Saharastaubkomponente über dem subtropischen Nordatlantik. - Dissertation (Mainz, 1976).

— and R. Jaenicke (1976): Mineral dust in the trade wind region of the Atlantic Ocean. - Second Conference on Ocean - Atmosphere Interactions of the American Meteorological Society, March 30 - April 2, 1976, Seattle, Washington.

Svestka, Z. (1976): Solar flares. - D. Reidel (Dordrecht/ Boston, 1976).

Uchikawa, K. (1961): Atmospheric electric phenomena in the upper air over Japan, Part I-II. - Geophys. Mag., 30, 617-672.

Whipple, E.C. (1965): Electricity in the terrestrial atmosphere above the exchange layer. - In: S.C. Coroniti, ed., Problems of Atmosphere and Space Electricity (Elsevier, New York, 1965), 123-139.

Wigand, A. (1914): Measurements of the electrical conductivity in the free atmosphere up to 9000 m in height. - Terr. Magn., 19, 93-101.

— (1921): Die elektrische Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre nach Messungen bei Hochfahrten im Freiballon. - Ann. Phys., 4. Folge, 66, 81-109.

Wilson, C.T.R. (1920): Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms. - Phil. Trans. Roy. Soc. (London), A 221, 73-115.

Woessner, R.H., W.E. Cobb and R. Gunn (1958): Simultaneous measurements of the positive and negative light-ion conductivity to 26 km. - Journ. Geoph. Res., 63, 171-181.

Zikmunda, J. and V.A. Mohnen (1972): Ion annihilation by aerosol particles from ground level to 60 km height. - Met. Rundschau, 25/1, 10-14.

Eigene Veröffentlichungen als Autor oder Mitautor

Gringel, W. (1976): Die elektrische Leitfähigkeit in Troposphäre und Stratosphäre. Ihre Messung und ihre Interpretation als Indikator für die Aerosolkonzentration. - Beilage zur Berliner Wetterkarte, 107/76, SO 30/76, 1-10.

— and R. Mühleisen (1977): Air-earth current density over the Atlantic Ocean. - In: Dolezalek, H., and R. Reiter Edts., Electrical processes in atmospheres. Proceedings of the 5th Conference on Atmospheric Electricity, at Garmisch Partenkirchen. Steinkopff, Darmstadt, 1977, 464-466.

— (1977): Luftionen, Luftleitfähigkeit und ihr Zusammenhang mit Aerosolteilchen. - Promet, Meteorologische Fortbildung, 7/2, 13-16. Deutscher Wetterdienst, Offenbach.

— (1977): Die elektrischen Ströme in der Atmosphäre. - Promet, Meteorologische Fortbildung, 7/2 16-20.

— (1978): Die elektrische Luftleitfähigkeit als Indikator für Schichten erhöhter Aerosolteilchenkonzentration in der freien Atmosphäre (ext. abstract). - Staub, Reinhaltung der Luft, 38/2, 74.

— and R. Mühleisen (1978): Sahara dust concentration in the troposphere over the North Atlantic, derived from measurements of air conductivity. - Beiträge zur Physik der Atmosphäre, 51, 121-128.

— K.H. Käselau and R. Mühleisen (1978): Recombination rates of small ions and their attachment to aerosol particles. - PAGEOPH, 13 pages, in press.

— J. Leidel and R. Mühleisen: Atmospheric electric measurements on the sea. Results from the Atlantic-expedition of the research vessel "Meteor" 1973. Part V: The air-earth current density at the water surface and in the free atmosphere above the ocean - Consequences for the global atmospheric-electric circuit. - "METEOR" Forschungsergebnisse, Borntraeger, Stuttgart/Berlin, accepted for publication 1978.

— (1978): Die elektrische Luftleitfähigkeit als Indikator für Schichten erhöhter Aerosolteilchenkonzentration in der freien Atmosphäre. - Proceedings der Jahrestagung der Gesellschaft für Aerosolforschung in Karlsruhe, 1977, 6 Seiten, im Druck.

## Lebenslauf

Am 14. Aug. 1941 geboren in Danzig als Sohn des Juristen Dr. Herbert Gringel und seiner Ehefrau Waltraudt geb. Kannenberg.

Nach kriegsbedingter Vertreibung aus Danzig von 1948 bis 1954 Besuch der Volksschule und der ersten beiden Realschulklassen in Metzingen.

1954 Eintritt in die dritte Klasse des Friedrich - List - Gymnasiums in Reutlingen mit abschließender Reifeprüfung im Jahr 1961.

Anschließend 18-monatiger Wehrdienst und 6-monatiges Mechanikpraktikum im Institut Dr. Förster in Reutlingen.

Sommersemester 1963 Beginn des Studiums der Physik an der Universität Tübingen.

Diplom-Hauptprüfung im Juli 1971.

Seit August 1971 wissenschaftlicher Mitarbeiter im Astronomischen Institut der Universität Tübingen, Außenstelle Weissenau. Nach Einarbeitung in das Arbeitsgebiet "Luftelektrizität" Beginn der Dissertation "Untersuchungen zur Luftleitfähigkeit unter Berücksichtigung der Sonnenaktivität und der Aerosolteilchenkonzentration bis 35 km Höhe" unter der Anleitung von Herrn Prof. Dr. R. Mühleisen.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren: Baumann, Braunbek, Bues, Ehlich, Elwert, Kleinpoppen, Kneser, Kramer, Krüger, Lenz, Mack, Moellenstedt, Mühleisen, E. Müller, M. Müller, Reimer, Roquette, Ruedorff, Schmid, Seiler, Sommer, Speidel, Wielandt, Wildermuth, Wittern und Wolf.

Ich bin seit 1974 verheiratet und habe eine Tochter.